ANNALES DE L'I. H. P.

FÉLIX BLOCH

Le moment magnétique du neutron

Annales de l'I. H. P., tome 8, nº 1 (1938), p. 63-78
<http://www.numdam.org/item?id=AIHP_1938__8_1_63_0>

Le moment magnétique du neutron

par

Félix BLOCH.

1. Introduction. — L'existence d'un moment magnétique du neutron a été suggérée par les valeurs des moments nucléaires, obtenues à partir de la structure hyperfine des spectres. Selon l'hypothèse de Heisenberg (1), les noyaux atomiques sont composés de protons et de neutrons; il est vrai que, pour expliquer l'ordre de grandeur de leurs moments, il suffit de l'attribuer au mouvement orbital et au moment propre des protons seuls. Cet ordre de grandeur est donné par le « magnéton nucléaire »

$$\mu_n = \frac{eh}{4\pi \mathfrak{M}_e} = \frac{m}{\mathfrak{M}} \mu_B \tag{1}$$

qu'on obtient à partir du magnéton électronique μ_B de Bohr en remplaçant la masse m de l'électron par celle M du proton. Or, ce résultat est précisément celui auquel on doit s'attendre si l'on tient compte du fait que les courants d'Ampère donnant lieu aux moments nucléaires sont dus à des orbites quantifiées de charges élémentaires, exactement comme pour les couches électroniques extranucléaires, le seul facteur différent étant la masse des constituants élémentaires.

Cependant, une analyse quantitative des phénomènes nous force à admettre l'existence d'une contribution supplémentaire aux moments nucléaires, provenant de propriétés magnétiques du neutron. Cette situation est devenue particulièrement claire depuis que Stern (2) a mesuré directement les moments magnétiques des deux noyaux les plus simples, le proton et le deuton. En premier lieu, le résultat obtenu pour le proton lui-même est assez surprenant.

(1) W. Heisenberg, *Congrès Solvay*, 1933.
(2) O. R. Frisch et O. Stern, *Z. Physik*, 85, 1933, p. 4.

Si, en effet, le proton était une particule élémentaire comme l'électron, il devrait obéir, comme celui-ci, à l'équation d'onde relativiste de Dirac, dans laquelle on aurait modifié le signe de la charge et remplacé la masse m par M. Dans ce cas, son moment angulaire propre égale à $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$, serait nécessairement accompagné par un moment magnétique μ_n, donné par (1). En réalité, le moment du proton μ_P est plus du double de cette valeur; on a approximativement

$$\mu_P = 2{,}5\,\mu_n. \tag{2}$$

En acceptant cette valeur sans s'inquiéter pour le moment de son explication, il est intéressant de la comparer à celle de moment magnétique du deuton

$$\mu_D = 0{,}8\,\mu_n \tag{3}$$

obtenue par la même méthode des rayons moléculaires.

Pour en tirer des conclusions relatives au neutron, il faut se rappeler certains résultats de la dynamique nucléaire. Dans celle-ci, le proton et le neutron sont traités comme des particules, satisfaisant le principe d'exclusion de Pauli et possédant chacune un moment angulaire propre égal à $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Pour expliquer la stabilité des noyaux on doit admettre l'existence d'un potentiel d'interaction d'environ 30 millions de volts, agissant entre les constituants à des distances de l'ordre de 2.10^{-13} cm. Ce potentiel n'a pas le caractère des potentiels ordinaires : en agissant sur deux particules, il échange en même temps leurs individualités; liant, par exemple, un neutron à un proton, il provoque un transport de charge d'une particule sur l'autre, et transforme ainsi le proton en neutron et vice versa. Finalement, ce « potentiel d'échange » doit contenir comme variables les spins des particules, sa grandeur dépendant dans une large mesure de l'orientation relative de ceux-ci. Dans le paragraphe suivant nous allons discuter une base possible pour l'explication de ce mécanisme d'interaction, si radicalement différent de l'interaction électrodynamique ordinaire.

Une telle interaction permet non seulement de décrire d'une manière assez satisfaisante les traits généraux de la structure des noyaux, mais aussi de construire une théorie quantitative du deuton, c'est-à-dire du noyau composé d'un neutron et d'un proton. Selon cette théorie, seul l'état fondamental du deuton est stable; si l'on emploie la nomenclature spectroscopique, on doit le caractériser comme un terme ^3S, ce qui signifie que le moment angulaire du deuton, égal à $\frac{h}{2\pi}$, résulte uniquement de l'orientation parallèle des spins de ses constituants, sans aucune contribution de la part du mouvement orbital.

L'interprétation du moment magnétique du deuton est moins simple. L'existence du théorème d'additivité des moments magnétiques, employé en spectroscopie dans le « modèle des vecteurs », n'est pas certaine *a priori*, et nous allons voir plus loin que sa validité dépend largement de la nature des moments des constituants, c'est-à-dire du proton et du neutron.

Admettons néanmoins cette additivité, comme l'hypothèse la plus simple; l'état ^3S du deuton conduit alors immédiatement à la relation

$$\mu_D = \mu_P + \mu_N \tag{4}$$

entre les moments magnétiques μ_D, μ_P, μ_N du deuton, proton et neutron. Avec les valeurs (2) et (3), on en déduit

$$\mu_N = \mu_D - \mu_P = -1,7\mu_n. \tag{5}$$

Le signe moins est significatif; il exprime le fait que, dans le neutron, l'orientation relative des moments angulaires et magnétiques est de sens contraire à celle réalisée pour le proton et le deuton. Si l'on veut attribuer les moments à des masses chargées en rotation, le signe de la charge doit être pris positif pour le proton, négatif pour le neutron.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant que, même pour une particule élémentaire comme le neutron, on a en effet certaines raisons de croire à l'existence de charges et de courants électriques, responsables de ses propriétés magnétiques.

2. Esquisse d'une théorie des forces nucléaires et des moments magnétiques du proton et du neutron. — Ce n'est qu'en abandonnant l'idée de « l'élémentarité » des constituants nucléaires, au sens strict, qu'on peut approcher les différents problèmes, mentionnés dans l'introduction. En effet l'activité β des noyaux indique déjà très nettement qu'un neutron peut se transformer en proton avec l'émission d'un électron négatif, ou un proton en neutron avec émission d'un électron positif.

Fermi (¹) a essayé, le premier, de formuler quantitativement le mécanisme de cette transformation. Dans sa théorie, la transformation des particules lourdes (proton ou neutron) s'effectue avec l'émission simultanée d'un électron (positif ou négatif) et d'une autre particule neutre, le « neutrino » qui a une masse inférieure de beaucoup à celle de l'électron. Cette particule hypothétique avait été introduite antérieurement par Pauli pour expliquer le spectre continu des rayons β, au moyen d'une répartition de l'énergie totale de la transformation entre l'électron et le neutrino; aussi garantit-elle la conservation du moment angulaire total, pourvu qu'on lui attribue un spin égal à $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$.

D'après Fermi, l'émission de l'électron et du neutrino par un noyau doit être mise en parallèle avec celle d'un quantum de lumière par un atome excité. Dans la théorie du rayonnement, il existe une interaction entre les particules chargées et le champ électromagnétique; de la même façon dans la présente théorie il y a un terme d'interaction, analogue aux potentiels électromagnétiques, entre les particules lourdes et le « champ » matériel des particules légères (électrons et neutrinos). La description de ce champ matériel par les particules légères qui possèdent un certain moment cinétique correspond à celle du champ électromagnétique décrit par une distribution de quanta de lumière, les ondes de de Broglie des particules légères correspondant aux ondes électromagnétiques.

On serait tenté de pousser plus loin cette analogie. En électrodynamique, la force exercée par une particule chargée sur une autre s'explique par l'action intermédiaire du champ électromagnétique; d'une manière analogue l'action du champ matériel des particules légères devrait donner l'explication des forces nucléaires liant les particules lourdes dans les noyaux. L'existence des forces entre les particules résulte en effet de la théorie de Fermi (²), mais malheureusement l'ordre de grandeur de ces forces est beaucoup trop petit pour pouvoir servir de base à une théorie nucléaire. C'est pourquoi, récemment (³), on a proposé une modification de cette théorie, dans laquelle le rôle des électrons et neutrinos dans le mécanisme d'interaction des particules lourdes est pris par une nouvelle particule chargée

---

(¹) E. FERMI, *Z. Physik*, 88, 1934, p. 161.
(²) C. F. v. WEIZSAECKER, *Z. Physik*, 102, 1936, p. 572; M. FIERZ, *ibid.*, 104, 1937, p. 553.
(³) YUKAWA et OPPENHEIMER.

(appelée quelquefois le « dynatron »), de masse environ cent fois celle de l'électron, et de spin $\frac{h}{2\pi}$ (1). Dans ce cas, l'émission β concerne les propriétés du dynatron et n'est plus en liaison directe avec les propriétés des particules lourdes.

Quelle que soit la nature du champ matériel et celle du mécanisme détaillé de son interaction avec les particules lourdes, son importance tient à ce qu'il ouvre des perspectives nouvelles pour la compréhension des phénomènes nucléaires. Quant à la force entre le proton et le neutron, elle s'explique schématiquement de la manière suivante : le neutron se transforme en proton par émission d'une charge élémentaire, négative, qui apparaît dans un « état intermédiaire » comme particule légère négative du champ matériel. Cette particule est ensuite absorbée par le proton et le transforme en neutron. On réalise évidemment ainsi un modèle de l'échange d'individualité entre le proton et le neutron telle que l'exige la théorie nucléaire (2). L'existence intermédiaire d'une particule du champ matériel entraîne une variation de l'énergie du champ avec la distance mutuelle des particules lourdes; on a donc affaire à un véritable « potentiel d'échange », ainsi que nous l'avons mentionné dans l'introduction.

Or, l'émission et la réabsorption d'une particule légère n'est pas nécessairement liée à la présence de *deux* particules lourdes. Même s'il n'y en a qu'une seule, il existera toujours un état intermédiaire comportant la présence d'une particule légère, avec la seule différence que cette dernière sera réabsorbée par la même particule lourde qui l'a émise. Par exemple, un proton considéré comme particule lourde simple ne constitue pas un état stationnaire; on doit se l'imaginer plutôt comme composé, pendant une certaine fraction de temps, d'un neutron et, dans ses environs à une distance de l'ordre 10^{-13} cm, d'une charge positive du champ matériel. Cette hypothèse permet de comprendre les valeurs anormales du moment du proton et du neutron. Si l'on attribue aux particules intermédiaires non seulement des charges mais aussi des courants, les systèmes assez complexes que forment maintenant le proton

---

(1) On peut voir une confirmation de l'existence de cette particule, introduite au début *ad hoc*, dans les résultats de Anderson, Street et Stevenson.

(2) D'une manière symétrique et équivalente, ce processus peut également être décrit au moyen de l'émission d'une particule légère positive par le proton et sa réabsorption par le neutron.

et le neutron, n'auront plus les moments magnétiques qu'ils avaient comme particules simples.

Tous les efforts entrepris pour aboutir à une théorie quantitative plus précise et plus satisfaisante au moyen des idées esquissées ci-dessus ont échoué jusqu'à présent à cause de très sérieuses difficultés de convergence. Néanmoins, ces idées peuvent être utiles pour des considérations qualitatives. Si, ainsi que nous l'avons dit, le proton existe pendant un certain temps comme neutron entouré d'une charge élémentaire positive, il sera naturel d'attribuer justement aux courants qui proviennent de cette charge le moment supplémentaire de $1,5\mu_n$, différence entre μ_D, donné par (2) et la valeur « normale » μ_n. Si l'on admet une symétrie d'interaction entre le proton, le neutron et le champ matériel et si l'on tient compte du fait que la charge entourant le neutron sera négative, on est conduit à la valeur $-1,5\mu_n$ pour le moment magnétique du neutron, puisque sa valeur « normale » provenant d'une particule neutre serait zéro. Bien que cette valeur soit assez approchée de la valeur (5) déduite du moment magnétique du deuton, elle ne s'en écarte pas moins d'environ 20 pour 100. Or, il ne faut pas oublier, que le calcul (5) suppose implicitement l'additivité des moments dans le deuton; d'après ce que nous venons de dire, on peut donc douter de l'exactitude de cette hypothèse. Si, dans le deuton la liaison proton-neutron s'effectue par un échange des charges du champ matériel, cet échange lui-même peut sérieusement modifier la distribution statistique des charges et les courants d'Ampère correspondants. En l'absence d'une théorie quantitative correcte, on ne peut pas affirmer avec certitude que cette modification soit l'origine réelle de l'écart de 20 pour 100 dont nous avons parlé et que le moment magnétique du neutron isolé doive avoir la valeur

$$\mu'_N = -1,5\mu_n. \tag{5^{bis}}$$

Au surplus, il y a bien d'autres possibilités et seule l'expérience pourra décider entre (5), (5^{bis}) ou d'autres valeurs assez différentes de celles-ci. Dans le paragraphe suivant, nous discuterons une méthode permettant la mesure de μ_N pour un neutron isolé.

3. Théorie de la diffusion magnétique des neutrons. — Pour la mesure du moment magnétique du proton on s'est servi avec succès de la déviation des rayons moléculaires dans un champ magnétique non-homogène; cette méthode ne réussit cependant pas dans le cas du neutron, à cause de l'impossibilité d'obtenir, avec la technique actuelle, une collinéation et un diaphragmage suffisants. Par contre, le grand pouvoir de pénétration des neutrons ouvre des possibilités qui n'existent pas pour les protons.

En effet, le champ magnétique à l'intérieur de la matière aimantée présente une inhomogénéité qu'on ne peut jamais atteindre artificiellement; on a facilement des variations de champ de 10^3 gauss sur des distances atomiques de l'ordre de 10^{-8} cm. Un tel champ exerce sur un neutron doué d'un moment magnétique une force qui change rapidement de signe et de direction; ce ne sera donc pas une déviation qu'on pourra observer, mais une diffusion, due à un grand nombre de centres de force, de petites dimensions. Elle sera mesurée par une section efficace dont on peut aisément estimer l'ordre de grandeur. La force agissant sur le neutron sera proportionnelle à son moment magnétique μ_N et à celui de l'atome μ_a. Traitée comme petite perturbation, elle entrera par son carré en facteur dans l'expression de la section efficace σ_m. On aura donc

$$\sigma_m \sim \mu_N^2 \mu_a^2. \tag{6}$$

Or, par une simple analyse de dimensions, dans laquelle ne peuvent entrer comme grandeurs dynamiques, que la masse M_N du neutron et le quantum d'action, on trouve

$$\sigma_m = K \frac{\mu_N^2 \mu_a^2 M_N^2}{\hbar^4}, \tag{7}$$

où h est le quantum d'action divisé par 2π et K un nombre de l'ordre de grandeur de l'unité. Prenant, comme ordre de grandeur $\mu_N = 2\mu_n$ [μ_n défini par (1)], $\mu_a = \mu_B$, le magnéton de Bohr et $M_N = M$, la masse du proton, on a

$$\sigma_m = \frac{k}{4}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2, \tag{8}$$

e étant la charge de l'électron. La longueur $\frac{e^2}{mc^2}$, bien connue sous le nom de « rayon de l'électron », est de l'ordre 10^{-13} cm; donc la section efficace σ_m doit être de l'ordre de 10^{-26} cm^2, qui est justement celle des sections efficaces nucléaires. La diffusion magnétique sera donc comparable à la diffusion provenant des noyaux atomiques.

Analysons maintenant le caractère ondulatoire du processus de diffusion. Si l'on représente le neutron incident par une onde de de Broglie, chaque élément de volume de l'atome sera le centre d'une onde secondaire élémentaire, excitée par l'interaction du moment magnétique du neutron avec les courants d'Ampère électroniques. La superposition de ces ondes différentielles donnera lieu à une onde secondaire « magnétique » dont l'intensité déterminera la section efficace σ_m. Cependant, pour que la superposition produise cet effet, il faut que la longueur d'onde de l'onde incidente soit au moins comparable aux dimensions linéaires du système de courants, c'est-à-dire à celles de l'atome, soit 10^{-8} cm. L'énergie cinétique des neutrons ayant cette longueur d'onde est de l'ordre des énergies thermiques et l'on trouve effectivement ces neutrons, dans le groupe « C », le moins pénétrant, des neutrons ralentis d'après Fermi, par la paraffine. C'est bien pour ces neutrons les plus lents que la constante K de la formule (8) est de l'ordre de l'unité ; pour des énergies plus élevées elle devient rapidement beaucoup plus petite que 1 et déjà pour les énergies de un volt il n'y a plus pratiquement aucune diffusion magnétique.

Ce n'est pas l'onde secondaire magnétique seule qu'on observe, mais le résultat de la superposition de celle-ci avec l'onde secondaire « nucléaire », provenant des forces qui agissent entre le neutron et le noyau atomique. Or, il existe une différence significative entre les deux; selon l'orientation parallèle ou antiparallèle du moment magnétique du neutron par rapport à celui de l'atome, la phase de l'onde magnétique varie de π, tandis que l'onde nucléaire est indépendante de l'orientation du neutron. Si ces deux ondes se renforcent par superposition pour l'une de ces orientations, elles s'affaibliront, pour l'autre, et l'intensité *totale* de l'onde secondaire, qui détermine la section efficace observable de la diffusion, dépendra de l'orientation relative des moments du neutron et de l'atome. Il en résultera des lois d'absorption par la matière aimantée, différentes suivant que les neutrons auront une orientation parallèle ou antiparallèle à la direction d'aimantation et en conséquence une polarisation partielle des neutrons après leur passage à travers la matière aimantée. On l'observe, comme en optique, en employant un analyseur de même nature que le polariseur. Nous discuterons dans le dernier paragraphe les résultats expérimentaux obtenus par cette méthode.

En attendant précisons nos considérations par l'application de la mécanique ondulatoire au processus considéré. Il s'agit de trouver une solution de l'équation d'onde qui ait la forme asymptotique

$$\psi = e^{i(\vec{k}\,\vec{r})} + \frac{e^{ikr}}{r}\left[f_m^{(\vartheta,\varphi)} + f_n\right]$$

(c'est-à-dire telle qu'elle ait la forme ci-dessus à des distances de l'atome considéré, grandes par rapport à ses dimensions linéaires).

Le premier terme représente l'onde incidente avec un vecteur de propagation $\vec{k}$, le second l'onde sphérique secondaire des neutrons diffusés. Nous avons divisé son amplitude en deux termes, dont le premier, $f_m^{(\vartheta,\varphi)}$ représente celle de l'onde magnétique, le second f_n l'onde nucléaire. Au moyen de ces amplitudes, on obtient immédiatement la section efficace de diffusion par unité d'angle solide sous la forme

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = |f_m^{(\vartheta,\varphi)} + f_n|^2. \tag{9}$$

Dans f_n nous avons omis les angles polaires ϑ et φ comme arguments puisque l'onde nucléaire est isotrope, les dimensions nucléaires étant négligeables par rapport à la longueur d'onde d'un neutron lent.

On peut écrire

$$f_n = \sqrt{\frac{\sigma_n}{4\pi}}, \tag{10}$$

où σ_n désigne la section efficace de la diffusion nucléaire pure. Le signe de f_n ne peut pas être déterminé sans une analyse détaillée de l'interaction du neutron avec les particules nucléaires, mais il est important de noter que ce signe est indépendant de l'orientation du moment magnétique du neutron.

Avant de pouvoir calculer l'amplitude f_m de l'onde magnétique, il faut évaluer l'énergie d'interaction du moment magnétique du neutron avec les courants électriques de l'atome.

On peut obtenir l'expression de cette énergie d'interaction par les considérations suivantes. Les courants électroniques de l'atome créent un champ magnétique $\vec{H}_e(\vec{r})$ au point $\vec{r}$ [1]; de plus, il y a le champ

[1] $\vec{r}$ est un vecteur dont les composantes sont les coordonnées du point de l'espace considéré.

$\vec{H}_N(\vec{r} - \vec{r}_N)$, créé au même point par le moment magnétique du neutron, situé au point $\vec{r}_N$. Or, d'après la théorie de Maxwell, l'énergie du champ total

$$\vec{H} = \vec{H}_e + \vec{H}_N \tag{11}$$

est donnée par [1]

$$E = \frac{1}{8\pi}\int H^2\, d\vec{r} = \frac{1}{8\pi}\int H_e^2\, d\vec{r} + \frac{1}{8\pi}\int H_N^2\, d\vec{r} + \frac{1}{4\pi}\int \left(\vec{H}_e \vec{H}_N\right) d\vec{r}. \tag{12}$$

Seul le dernier terme

$$V(\vec{r}_N) = \frac{1}{4\pi}\int \left[\vec{H}_e(\vec{r}),\ H_N(\vec{r} - \vec{r}_N)\right] d\vec{r} \tag{13}$$

dépend de la position du neutron et c'est bien celui-ci, que raisonnablement on doit interpréter comme énergie d'interaction.

Dans le problème mécanique de la diffusion du neutron, il jouera le rôle d'un potentiel ordinaire.

Malheureusement, si l'on prend pour $\vec{H}_N$ l'expression bien connue

$$H_N(\vec{\rho}) = \frac{-3\left(\vec{\mu}_N \vec{\rho}\right)\vec{\rho} + \vec{\mu}_N \rho^2}{\rho^5} \qquad \left(\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}_N\right) \tag{14}$$

du champ créé au point $\vec{r}$ par un dipôle magnétique $\vec{\mu}_N$ situé en $\vec{r}_N$, l'intégrale (13) ne sera pas convergente au sens ordinaire, à cause de la singularité de (14) pour $\rho = 0$. Ce fait n'est pas, nous semble-t-il, sans intérêt au point de vue physique. Il signifie que l'interaction de l'électron atomique avec le neutron n'est pas complètement décrite par l'existence du champ (14), mais qu'elle dépend aussi essentiellement de ce qui se passe si $\rho = 0$, c'est-à-dire si le neutron et l'électron se trouvent au même endroit. Or, cela dépend de la nature, inconnue jusqu'à présent, du moment magnétique du neutron; si par exemple il y a quelque chose de vrai dans l'hypothèse du champ matériel, discutée dans le paragraphe 2, on peut prévoir des effets d'interaction avec l'électron, provenant de ce champ et même inséparables des effets purement électromagnétiques.

---

[1] Nous employons le symbole $d\vec{r}$ pour l'élément de volume.

On peut, il est vrai, se débarrasser de ces difficultés par l'hypothèse simple que le neutron se comporte, quant à son interaction avec des électrons, tout à fait comme un petit courant d'Ampère, traité d'après la théorie de Maxwell. En ce cas on écrira le champ (14) comme la rotation d'un potentiel vecteur

$$\vec{A}(\vec{\rho}) = \frac{[\vec{\rho} \times \vec{\mu}_N]}{\rho^3} = -\operatorname{rot}\frac{\vec{\mu}_N}{\rho}. \tag{15}$$

Une intégration par parties rend l'intégrale (13) convergente sous la forme [1]

$$V(\vec{r}_N) = -\frac{1}{i}\int \left[\vec{i}_e(\vec{r}),\ A(\vec{r}-\vec{r}_N)\right] dr, \tag{16}$$

où $\vec{i}_e$ est la densité du courant électronique, liée au champ $\vec{H}_e$ par la relation

$$\operatorname{rot}\vec{H}_e = \frac{4\pi}{c}\vec{i}_e. \tag{17}$$

Dans ce qui suit, nous préférons exprimer les propriétés magnétiques de l'atome non pas par la densité du courant, mais par un vecteur de polarisation $\vec{m}_e$, dont on peut déduire le courant $\vec{i}_e$ au moyen de la formule

$$\vec{i}_e = -c\operatorname{rot}\vec{m}_e. \tag{18}$$

Dans le cas des substances ferromagnétiques, où le magnétisme est dû surtout au spin des électrons, le vecteur $\vec{m}_e$ mesure simplement la valeur moyenne du moment propre de l'électron par unité de volume, et il est proportionnel à la densité électronique dans l'état fondamental de l'atome. C'est de sa valeur à l'endroit du neutron que dépendront les effets, mentionnés plus haut, qui sont liés à la nature du moment magnétique du neutron.

Nous écrirons donc au lieu de (16)

$$V(\vec{r}_N) = \int \left[\left(\operatorname{rot}\vec{m}_e(\vec{r}),\ A(\vec{r}-\vec{r}_N)\right] d\vec{r} + D\left[\vec{\mu}_N,\ \vec{m}_e(\vec{r}_N)\right], \tag{19}$$

---

[1] Cette intégration par parties est rigoureusement défendue à cause de la divergence de l'intégrale (13) et les formules (13) et (16) ne doivent pas être considérées comme des identités mathématiques. En substituant (16) à (13) on formule plutôt l'hypothèse que le moment du neutron peut être traité comme petit courant d'Ampère.

où la constante numérique D mesure les déviations possibles du comportement comme petit courant d'Ampère qu'on peut prévoir pour le neutron.

Ayant ainsi obtenu une expression pour l'interaction de l'électron avec le neutron qui ne dépend que de la seule constante D, il est facile de calculer l'amplitude $f_m(\vartheta, \varphi)$ par la formule (9). En effet, on est en droit de traiter le potentiel (19) comme une petite perturbation, puisque l'amplitude f_m de l'onde secondaire est partout très petite comparée à celle de l'onde primaire. On aura alors

$$f_m = -\frac{M_N}{2\pi\hbar^2}\int V\left(\vec{r}_N\right) e^{i\left(\vec{q}, \vec{r}_N\right)} d\vec{r}_N$$

où

$$(20) \qquad \vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$$

est la différence des vecteurs de propagation de l'onde incidente et de l'onde diffusée dans la direction d'observation.

Avec l'expression (19) pour $V\left(\vec{r}_N\right)$, on obtient

$$(21) \qquad f_m = \frac{2 M_N}{\hbar^2}\left\{ C\left(\vec{\mu}_N, \vec{\mu}_e\right) - \frac{\left(\vec{q}\,\vec{\mu}_N\right)\left(\vec{q}\,\vec{\mu}_e\right)}{q^2}\right\}$$

avec

$$(22) \qquad C = 1 - \frac{D}{4\pi}$$

et

$$(23) \qquad \vec{\mu}_e = \int \vec{m}_e\left(\vec{r}\right) e^{i\left(\vec{q}\,\vec{r}\right)} d\vec{r}.$$

La quantité (23) peut être considérée comme le moment total de l'atome, multiplié par un certain « facteur de forme » numérique, qui tend vers l'unité pour des longueurs d'onde du neutron grandes comparées aux dimensions de l'atome. En ce cas, on peut remplacer dans (23) l'exponentielle par l'unité et (23) représentera le moment magnétique de l'atome. Pour un corps macroscopique aimanté, la direction de $\vec{\mu}_e$ sera celle de l'aimantation et l'amplitude f_m dépendra, d'après (21), de l'orientation de $\vec{\mu}_N$ par rapport à cette direction. Or, il ne faut pas oublier que le neutron a le spin $\frac{1}{2}$ et que de toutes les orientations de $\vec{\mu}_N$ on ne trouvera, en théorie quantique, que celle parallèle ou antiparallèle à l'aimantation. En prenant l'axe des z dans la direction de $\vec{\mu}_e$, c'est-à-dire de l'aimantation, on déduira donc de (21) :

$$f_m = \pm \frac{2 M_N}{\hbar^2} \mu_N \mu_e \left\{ C - \frac{q_{z^2}}{q^2} \right\}, \tag{24}$$

où les signes positifs et négatifs correspondent à un neutron de moment magnétique parallèle ou antiparallèle à l'aimantation. Il est commode de mesurer μ_N en magnétons nucléaires et μ_e en magnétons de Bohr. Nous écrirons donc

$$\mu_N = \gamma_N \frac{e\hbar}{2 M_N c}, \qquad \mu_e = \gamma_e \frac{e\hbar}{2 mc}, \tag{25}$$

où γ_N et γ_e seront des nombres d'ordre de grandeur de l'unité. Substituant en (24) et négligeant la petite différence entre les masses M et M_N du proton et du neutron nous aurons

$$f_m = \pm \gamma_N \gamma_e \frac{e^2}{z\, mc^2} \left\{ C - \frac{q_{z^2}}{q^2} \right\}; \tag{26}$$

finalement au moyen de (9) et (10) on trouve pour la section efficace de diffusion par unité d'angle solide

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\sigma_n}{4\pi} \left[1 \pm \gamma_n \gamma_e \sqrt{\frac{\pi}{\sigma_n}} \frac{e^2}{mc^2} \left(C - \frac{q_{z^2}}{q^2} \right) \right]^2, \tag{27}$$

où la corrélation des deux signes avec l'orientation du moment magnétique du neutron est la même qu'en (24) si l'amplitude f_n de la formule (10) a une valeur positive, et l'inverse si elle est négative.

D'après (27), la diffusion des neutrons n'est pas isotrope pour deux raisons. D'abord, la quantité γ_e, qui est proportionnelle à la valeur absolue du vecteur $\vec{\mu}_e$ donné par (23), dépend de l'angle de diffusion, puisqu'elle est fonction de la quantité $\vec{q}$ de (20). Cette dépendance ne peut être précisée sans une connaissance détaillée des fonctions propres de l'état fondamental de l'atome; si pourtant la longueur d'onde des neutrons est grande comparée aux dimensions de l'atome, la quantité γ_e sera une constante. Ensuite, dans (27), il y a encore le terme $\frac{q_{z^2}}{q^2}$ qui entraîne une dépendance entre la diffusion et l'angle, même pour des neutrons très lents. Appelons θ l'angle entre la direction d'aimantation (que nous avons choisie comme axe des z) et la direction d'incidence; soit, de plus, ϑ l'angle de diffusion et φ l'angle entre les deux plans dont l'un joint la direction d'incidence à celle de la diffusion, l'autre à celle de l'aimantation.

On peut exprimer $\frac{q_{z^2}}{q^2}$ au moyen de ces trois angles sous la forme

$$\frac{q_{z^2}}{q^2} = \left(\cos\frac{\vartheta}{2}\sin\theta\cos\varphi - \sin\frac{\vartheta}{2}\cos\theta\right)^2. \tag{28}$$

L'anisotropie de la diffusion dépend alors, dans une très large mesure, de la constante C. Il serait fort intéressant de la déterminer par l'expérience; s'il en résultait la valeur $C = 1$ nous pourrions regarder ce fait d'après (22) comme justification expérimentale de notre hypothèse qui considère le moment magnétique du neutron comme un petit courant d'Ampère.

4. Résultats expérimentaux (1). — La diffusion magnétique a été étudiée sous différents aspects dans toute une série de travaux expérimentaux.

La première preuve de son existence a été obtenue par Hoffmann, Livingstone et Bethe (2). Ces auteurs ont utilisé un dispositif consistant en une source de neutrons lents, deux électroaimants et une chambre de bore pour enregistrer les neutrons lents. Le faisceau de neutrons était bien défini par des filtres cadmium. L'intensité observée pour une aimantation parallèle des deux aimants était de $1,8 \pm 0,5$ % supérieure à celle observée pour une aimantation antiparallèle.

Au lieu d'employer deux corps aimantés parallèlement ou antiparallèlement, Dunning, Powers et Beyer (3) ont mesuré la différence de transmission d'un seul bloc en fer alternativement aimanté et désaimanté. A première vue on pourrait escompter le même effet que dans l'expérience ci-dessus; en fait on a trouvé un effet sensiblement plus grand ($30 \pm 0,6$ %). Cela s'explique par l'existence de faibles champs magnétiques à l'extérieur des aimants. On sait que l'orientation d'une

(1) Ce paragraphe a été rédigé en collaboration avec M. H. v. Halban.

(2) Hoffmann, Livingstone et Bethe, *Phys. Rev.*, 51, 1937, p. 214.

(3) Dunning, Powers et Beyer, *Phys. Rev.*, 51, 1937, p. 51.

particule, douée d'un moment cinétique et d'un moment magnétique, varie sous l'influence d'un champ magnétique. D'après la conception classique, une telle particule est traitée comme un gyroscope soumis au moment $(\vec{\mu}.\vec{H})$, $\vec{\mu}$ étant le moment magnétique de la particule et $\vec{H}$ le champ magnétique extérieur. Sous l'influence de ce champ, le moment subira un mouvement de précession autour de l'axe du champ magnétique avec une vitesse angulaire

$$\omega = 4\pi\mu\frac{H}{h}\sin\alpha, \tag{29}$$

α étant l'angle compris entre H et μ.

A cause de la grande inhomogénéité de vitesse des neutrons thermiques, cette précession se manifeste par une dépolarisation, donc une diminution de l'effet, qu'on évite en n'employant qu'un seul bloc.

Comme l'ont observé Frisch, v. Halban et Koch (1), on peut employer justement ce phénomène de précession pour mesurer le moment magnétique du neutron. Ces auteurs ont appliqué entre le polariseur et l'analyseur, aimantés dans deux directions perpendiculaires, un champ magnétique homogène, normal à son tour aux deux aimants. Ce champ était choisi de manière que la précession moyenne des neutrons thermiques soit 90° pour un moment du neutron égal à $2\mu_n$. Si nous appliquons un champ donnant une précession moyenne de 90°, les neutrons arriveront orientés parallèlement ou antiparallèlement à l'analyseur, et cette orientation dépendra justement de la direction de la précession. Puisqu'on peut appliquer ce champ dans deux directions, on peut réaliser les deux sens de précession. Nous savons que l'intensité observée sera plus grande si les neutrons arrivent polarisés antiparallèlement à l'analyseur; on peut donc décider quel est le sens de précession provoqué par une direction donnée du champ. En traitant le neutron comme un gyroscope on a pu ainsi déterminer le signe de son moment magnétique.

La différence d'intensité qui a été observée était de $1{,}04 \pm 0{,}24$ pour 100. Le sens de cette différence montre que le moment magnétique du neutron a un signe négatif, comme pour l'électron. La grandeur de l'effet vérifie aussi l'ordre de grandeur du moment du neutron.

(1) Frisch, v. Halban et Koch, *Phys. Rev.*, 53, 1938, p. 719; *Nature*, 139, 1939, p. 1021.

Une expérience de Powers, Carroll, Beyer et Dunning (¹) utilise également la précession du moment. Cependant, suivant une idée de Rabi (²), on superpose dans ce cas au champ de précession homogène un autre champ inhomogène et tel que, vu du système de repos du neutron, il ait une rotation de même sens que la précession elle-même. Le fait qu'on observe de nouveau une dépolarisation fournit une autre preuve que le signe du moment du neutron est négatif.

Il existe encore une expérience qui concerne la constante C du paragraphe 3. Pour obtenir des renseignements sur la force agissant entre le neutron et les électrons du fer Frisch, v. Halban et Koch (³) ont étudié la précession des neutrons à l'intérieur d'une mince cible en fer de 0,15 mm d'épaisseur aimantée dans un champ de $H = 2$ gauss. On observe une dépolarisation totale équivalente à celle causée par un champ de 1000 gauss pour le même chemin parcouru dans le vide; on peut donc en conclure que la constante C est au moins égale à 0,1.

Malgré leur nature purement qualitative les résultats obtenus jusqu'ici démontrent l'utilité des méthodes employées. On peut donc espérer obtenir des résultats quantitatifs du plus haut intérêt, dès que, disposant de sources plus intenses, on pourra utiliser des neutrons monochromatiques.

(¹) POWERS, CARROL, BEYER et DUNNING, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 38.

(²) I. I. RABI, *Phys. Rev.*, 51, 1937, p. 652

(³) FRISCH, V. HALBAN et KOCH, *Phys. Rev.*, 53, 1938, p. 719; *Nature*, 140, 1937, p. 360.