Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: IV

Artikel: Contribution à l'étude des moments magnétiques nucléaires
Autor: Béné, Georges J.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112222

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.12.2025

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

Contribution à l'étude des moments magnétiques nucléaires

par **Georges J. Béné.**

(6. VI. 1951.)

Résumé. La méthode de Bloch a été utilisée:

1° A la détermination du rapport gyromagnétique du noyau de fluor en unités de celui du proton. Le rapport obtenu: 0,94076 $\pm$ 0,00005, mesuré dans un champ à air de faible intensité par comparaison des courants d'alimentation des bobines à fréquence constante, est en bon accord avec les résultats antérieurs.

2° A la comparaison des champs de résonance du proton dans un électro-aimant ou dans un champ sans fer, en vue d'étudier l'interaction spin-spin proposée par Stueckelberg. Elle n'a pu être mise en évidence, son ordre de grandeur étant nettement inférieur à la constante de structure fine α, limite supérieure attendue de la constante d'interaction spin-spin.

3° A la mise au point d'une méthode originale de détermination des temps de relaxation transversale des noyaux par élimination rigoureuse de la composante propre du champ magnétique directeur.

Introduction.

L'étude des moments magnétiques nucléaires a été abordée d'un point de vue expérimental et comprend une étude de la résonance magnétique nucléaire à l'aide de la méthode de Bloch, dans un champ sans fer. Cette étude qui a conduit, à fréquence constante:

a) à déterminer le rapport gyromagnétique du noyau de fluor en unités de celui du proton dans un champ à air de 350 gauss;

b) à comparer la grandeur du champ magnétique de résonance des protons, lorsque ce champ est produit par un aimant à noyau de fer ou par un système de bobines sans fer,

a permis, à notre approximation, de confronter avec l'expérience quelques conséquences de la théorie des particules élémentaires de Stueckelberg.

De plus, grâce à la relation simple existant entre le champ magnétique en un point donné d'une bobine et ses caractéristiques géométriques, nous avons pu étudier expérimentalement l'homogénéité du champ d'un système de bobines d'Helmholtz et en déduire un méthode directe de mesure du temps de relaxation transversale T2.

Dans un premier chapitre, nous exposons quelques-unes des conséquences expérimentales de la théorie des particules élémentaires de STUECKELBERG; qu'il soit remercié d'avoir bien voulu relire cette première partie.

Dans le second, nous rappelons les principes fondamentaux de la résonance nucléaire avec les caractères particuliers de la méthode de BLOCH entraînés par le but et les conditions de notre expérimentation.

Un troisième chapitre comprend l'étude théorique et expérimentale du champ à air qui a servi à nos expériences et plus spécialement de l'homogénéité obtenue sur tout le volume des échantillons étudiés.

Le dernier chapitre décrit les mesures faites et collationne les résultats obtenus.

CHAPITRE 1er.

Conséquences de la théorie Spin-Spin.

On sait que, dans l'électrodynamique classique, les champs ont deux sources de caractères différents:

1. l'une macroscopique, la translation de charges électriques;

2. l'autre microscopique, et qui a son origine dans l'existence de densités de moments magnétiques (cas des substances ferromagnétiques, du paramagnétisme atomique ou nucléaire).

STUECKELBERG[1]) a émis l'hypothèse qu'un champ supplémentaire (champ de torsion) a son origine dans l'existence de densités de moments mécaniques.

Tandis que les sources du champ de MAXWELL sont les charges et les densités de courant, les sources du nouveau champ sont les densités de spins.

L'origine d'une telle hypothèse réside dans l'application de la relativité généralisée aux particules de DIRAC. On sait que la relativité généralisée a utilisé la courbure de l'espace, omettant une torsion possible de cet espace. La raison était que, pour une particule classique, les moments sont parallèles aux vitesses, autrement dit le moment est dirigé suivant sa direction de transport. Dans ces conditions, le champ de torsion de l'espace n'agit pas différemment de la courbure de l'espace.

Au contraire, dans la particule de DIRAC, le vecteur vitesse n'est pas parallèle au vecteur quantité de mouvement; il pourrait alors apparaître une action spécifique du nouveau champ.

Pratiquement, opérant aux vitesses non relativistes, pour lesquelles densités de spins et densités de moments magnétiques sont parallèles, l'interaction magnétique entre particules douées de spin, contient un terme de pure interaction spin-spin, dont l'effet est de changer l'interaction ordinaire d'un facteur que seule l'expérience peut déterminer.

L'expérience consiste donc à séparer les deux effets. On sait que, dans la résonance magnétique nucléaire, on met en jeu, dans un champ magnétique donné, la fréquence radioélectrique de transition entre les sous-niveaux ZEEMAN correspondant à un même niveau. Lorsque le champ magnétique est produit par un aimant à noyau de fer, il y a possibilité d'interaction pure spin-spin entre les spins électroniques des pôles et les spins nucléaires. Si, au contraire, le champ magnétique est produit par un système de bobines ne contenant aucune substance ferromagnétique, l'interaction spin-spin entre les pôles et les spins nucléaires est éliminée. L'intervalle énergétique entre les sous-niveaux ZEEMAN doit donc être différent dans le champ à air et dans le champ à fer. Pour une fréquence déterminée, le champ magnétique de résonance doit être différent dans les deux cas.

Une première expérience consiste donc à comparer, à fréquence constante, le champ magnétique de résonance de particules élémentaires (protons, neutrons) dans un champ à air et dans un champ à fer.

L'énergie d'interaction, pour un noyau déterminé, entre la dernière particule impaire et le reste du noyau devrait, elle aussi, être perturbée par l'interaction spin-spin indiquée.

Nous avons donc redéterminé, dans un champ à air, le rapport gyromagnétique du noyau de fluor en unités de celui du proton. On sait, en effet, que γ_F ne diffère de γ_H que par l'énergie magnétique d'interaction du dernier proton impair avec le reste du noyau.

Le but de notre expérimentation est donc de détecter un déplacement de résonance. De nombreux phénomènes de ce genre ont été observés dans les premiers mois de 1950[2]). La différence essentielle entre notre tentative et les observations déjà faites est que, dans ces derniers cas, le déplacement est attribué à un écart plus ou moins grand entre le champ magnétique appliqué et le champ effectif auquel sont soumis les noyaux de l'échantillon, écart dû aux champ locaux, variables ou constants, alors que, dans le cas que nous étudions, le champ reste le même tandis que le rapport gyromagnétique est supposé varier.

CHAPITRE 2.

Dispositif expérimental.

La résonance magnétique nucléaire des protons et des noyaux de fluor a été observée à l'aide de la méthode de Bloch[3]).

1. *Le principe de résonance.*

Lorsqu'une substance contenant des noyaux doués de moments magnétiques permanents est placée dans un champ magnétique constant $\vec{H}_0$, chacun de ces noyaux, de spin $\vec{J}$ et de moment magnétique $\vec{M}$, se comporte dans le champ $\vec{H}_0$ comme un petit gyroscope. En écrivant que la variation du moment angulaire $\vec{J}$ est égale au couple exercé par le champ magnétique:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = [\vec{M} \times \vec{H}] \text{ avec } \vec{M} = \gamma \vec{J}$$

on montre que le moment magnétique $\vec{M}$ tourne avec la fréquence

$$\omega_0 \text{ (appelée fréquence de résonance)} = \gamma H_0$$

autour d'un axe parallèle au champ constant $\vec{H}_0$.

Soumettons maintenant le système à un champ oscillant H_1 de fréquence ω_1, perpendiculaire au champ constant H_0. Si $H_1 \ll H_0$, le vecteur $\vec{M}$ tourne, toujours à la fréquence de Larmor, autour d'un axe sensiblement parallèle à $\vec{H}_0$, mais on observe que l'angle de latitude varie avec la fréquence du champ oscillant.

Tant que ω_1, est très différent de ω_0, l'angle de $\vec{M}$ et $\vec{H}_0$ est très petit (parallèle ou antiparallèle); lorsque ω_1 tend vers ω_0, cet angle tend vers 90^0. Il apparaît alors une composante non négligeable de la polarisation nucléaire, perpendiculaire à la fois au champ constant et au champ de haute fréquence. On peut montrer que cette composante est susceptible, dans des conditions convenables, d'induire une force électromotrice observable.

Deux groupes de méthodes ont été employées pour mettre en évidence l'énergie absorbée par le système de noyaux.

Dans l'*absorption nucléaire,* on observe la tension induite par la précession des moments nucléaires dans la bobine même qui fournit le champ directeur de haute fréquence[4]).

Dans l'*induction nucléaire*, une bobine indépendante, dont l'axe est à la fois perpendiculaire au champ constant et à l'axe de la bobine d'émission, est utilisée pour recevoir le signal.

Les deux méthodes ont été utilisées avec sensiblement autant de succès l'une que l'autre, leur sensibilité semble d'ailleurs être du même ordre. Celle de Bloch (induction nucléaire), par l'emploi de bobines à angle droit l'une par rapport à l'autre, présente l'avantage de donner directement les signes relatifs de deux moments nucléaires[5]), renseignement que ne peut fournir la méthode de Purcell. Pour cette raison et en vue de mesures futures, cette méthode a été préférée dans ces recherches.

Nous n'insisterons pas sur la théorie et la description d'un dispositif qui est maintenant classique. Nous avons dû modifier un peu le dispositif classique de Bloch. L'alimentation est faite par un émetteur de haute fréquence stabilisé. La bobine de réception est couplée à un condensateur et le système, de très haut facteur de qualité, est réglé à la résonance sur la fréquence d'émission. Dans ces conditions, toute variation accidentelle de la fréquence d'émission se traduit non seulement par un déplacement, mais par un affaiblissement considérable du signal reçu.

L'emploi de champs magnétiques de faible intensité Ho = 350 gauss et par conséquent de fréquences relativement faibles ($\nu \leqq 1{,}5$ Mc pour la résonance du fluor et celle du proton) diminue fortement l'amplitude du signal reçu. Nous avons dû, pour le rendre observable, utiliser des solutions très concentrées qui, pour le fluor, (fluorures d'antimoine ou de béryllium) sont de viscosité élevée. Il s'ensuit un abaissement considérable des temps de relaxation[6]) et par suite un élargissement de la raie de résonance.

Pratiquement, le champ de haute fréquence, fourni par un oscillateur ECO, suivi d'un étage d'isolement et d'un étage amplificateur, est produit dans un solénoïde de 25 mm de diamètre, formé de 60 spires disposées régulièrement sur une longueur de 42 mm.

La bobine réceptrice de 16 mm de diamètre et 16 mm de longueur contient 22 spires. On détecte immédiatement aux bornes du circuit oscillant de réception par une diode 6 H6, sans étage préalable d'amplification haute fréquence; après deux étages d'amplification basse fréquence (6AC7 suivie de 6AG5), le signal est appliqué aux plaques verticales d'un oscillographe. Le balayage sinusoïdal, de 10 gauss environ d'amplitude moyenne, avec réglage de la phase, est appliqué aux plaques horizontales de l'oscillographe.

2. *Caractères particuliers du dispositif.*

En dehors des expériences relativement récentes de BROWN[7]), dans lesquelles la résonance des protons est observée par la méthode de BLOEMBERGEN, PURCELL et POUND[8]) dans des champs magnétiques de l'ordre de 6 à 12 gauss, toutes les déterminations absolues ou relatives de rapports gyromagnétiques faites jusqu'à ce jour ont les caractères suivants:

1. Le champ magnétique utilisé est produit par un électro-aimant susceptible de fournir des intensités élevées. La presque totalité des déterminations précises, à notre connaissance, a été faite avec des champs magnétiques de l'ordre de 4500 à 7000 gauss.

2. Une conséquence directe de ce caractère est que de tels champs sont nécessairement produits par des électro-aimants à noyaux de fer. Aucune détermination absolue ou relative de rapports gyromagnétiques n'a été obtenue à partir de champs sans fer.

3. L'emploi d'aimants à noyaux de fer présente plusieurs inconvénients:

a) En raison des phénomènes d'hystérèse que présentent les substances ferromagnétiques, la mesure et la comparaison de tels champs sont très difficiles à faire avec précision; c'est pourquoi:

— peu de déterminations absolues ont été entreprises[9]);

— les déterminations relatives ont été faites par comparaison des fréquences à champ constant, d'où la nécessité d'un dispositif électronique de grande sensibilité sur une large bande de fréquences[10]).

b) L'homogénéité de tels champs est difficile à obtenir, en effet:

— les pièces polaires doivent être de grande qualité (pas de pailles ni d'autres inhomogénéités dans les pôles);

— les pôles doivent être polis et ajustés avec beaucoup de soin si l'on veut avoir un champ constant dans tout le volume de l'entrefer; on est donc dans la nécessité d'étudier le champ point par point et d'en faire ainsi la topographie[11]);

— on doit pouvoir garantir dans le temps un équilibre stable des domaines élémentaires, ce qui ferait préférer un aimant permanent.

Les expériences entreprises visent à éliminer au maximum les inconvénients énumérés ci-dessus. Nous avons opéré dans un champ sans fer obtenu à l'aide d'un système de bobines d'HELMHOLTZ.

Une des difficultés essentielles a eu comme origine le champ magnétique de très faible intensité utilisable; le courant d'alimentation limité par l'échauffement des bobines permettait d'obtenir aisément 350 gauss, ce qui, pour la résonance des protons, correspond à une fréquence de 1,4 Mc environ.

En résumé, les caractères nouveaux de la mesure sont les suivants:

1° La détermination est faite dans un champ sans fer, ce qui permet de mettre en évidence une interaction possible spin-spin (STUECKELBERG).

2° La fréquence de résonance et le champ magnétique sont très bas. Il était intéressant de vérifier que les phénomènes gardent leurs caractères fondamentaux malgré un champ magnétique de faible intensité, où les transitions sont peu nombreuses, la saturation des niveaux rapidement atteinte et l'intervalle énergétique particulièrement faible.

3° Au lieu d'opérer, comme tous les expérimentateurs l'ont fait, à champ constant, comparant ainsi les fréquences de résonance des divers noyaux, nous avons pu, grâce à l'emploi du champ à air, opérer à fréquence constante et comparer les champs, dont le rapport est égal à celui des courants d'alimentation du système de bobines d'HELMHOLTZ.

Sur le plan atomique, au lieu de comparer les fréquences de précession de LARMOR des noyaux, pour un intervalle ZEEMAN déterminé, on opère avec des intervalles des niveaux ZEEMAN différents, la fréquence de précession des noyaux restant la même.

Il est inutile de souligner l'importance de ce dernier point. Le champ magnétique d'une bobine à air bien construite peut être connu en valeur absolue à une haute précision en fonction du courant d'alimentation et l'emploi d'un émetteur de fréquence radioélectrique bien stabilisée permettrait, comme l'ont noté récemment THOMAS, DRISCOLL et HIPPLE[9]), par l'élimination d'erreurs systématiques, d'augmenter la précision des mesures absolues de rapports gyromagnétiques, d'où l'on tirera une précision accrue des constantes fondamentales (e/m, faraday,...).

CHAPITRE 3.

Le champ à air.

Le champ à air utilisé dans nos mesures est produit par un système de bobines d'HELMHOLTZ, aimablement mis à la disposition de l'Institut par le Professeur PERRIER, de l'Université de Lausanne.

Les exigences de la résonance magnétique nucléaire sont très précises: le champ magnétique doit être aussi uniforme que possible sur tout le volume de l'échantillon; on sait en effet que l'inhomogénéité du champ élargit anormalement la raie en diminuant le temps de relaxation transversale T2 des noyaux soumis à l'investigation.

1. *Expression générale du champ magnétique d'un système de bobines au voisinage du centre.*

Conformément à la figure ci-contre, le système est constitué par deux bobines coaxiales identiques, à gorge rectangulaire, refroidies par un courant d'eau circulant suivant l'axe de chacune

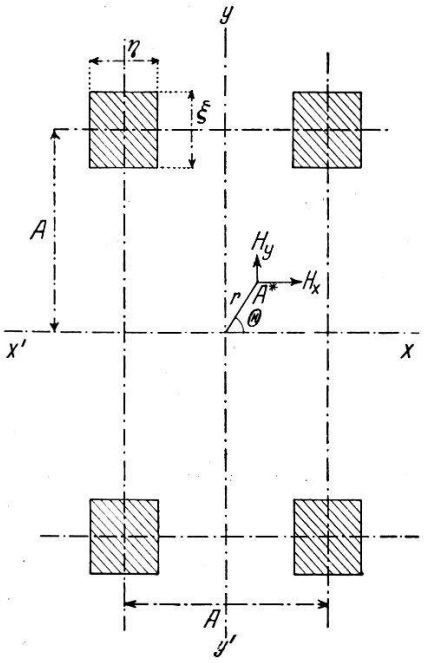

Fig. 1.

des deux bobines. On appellera A la distance moyenne des bobines, égale à leur rayon moyen; (les moyennes sont définies par le centre géométrique des sections rectangulaires); i est le courant circulant dans les bobines, exprimé en ampères, η et ξ sont les dimensions de

la section rectangulaire η = longueur suivant l'axe $X'X$ et ξ = épaisseur suivant le rayon. Le nombre total de spires pour l'ensemble des deux bobines est égal à n. Le système admettant la symétrie de révolution, les coordonnées polaires r et θ suffisent pour déterminer le point A^* où l'on évalue le champ magnétique, de composantes H_x suivant l'axe et H_y dans le plan de symétrie. RUARK et PETERS[12]) ont donné de ces composantes des expressions valables dans tout le domaine pour lequel $r < A$:

$$H_x = \frac{ni}{10\,A}\left[\frac{16\,\pi}{5\sqrt{5}}\left(1-\frac{\xi^2}{60\,A^2}\right)+\frac{2^5}{5^4}\,\frac{\pi}{2\sqrt{5}}\,\frac{31\,\xi^2-36\,\eta^2}{A^2}\,\frac{r^2}{A^2}\right.$$
$$\left.\times\,(3\cos^2\theta-1)-\frac{2^8\,3^2}{5^5}\,\frac{\sqrt{5}\,\pi}{8}\,\frac{r^4}{A^4}\,(35\cos^4\theta-30\cos^2\theta+3)\cdots\right]$$

$$H_y = \frac{ni}{10\,A}\,\sin\theta\,\cos\theta\left[-\frac{2^5}{5^4}\,\frac{\pi}{2\sqrt{5}}\,\frac{31\,\xi^2-36\,\eta^2}{A^2}\,\frac{r^2}{A^2}\right.$$
$$\left.+\frac{2^8\,3^2}{5^5}\,\frac{\sqrt{5}\,\pi}{8}\,\frac{r^4}{A^4}\,(28\cos^2\theta-12)\cdots\right]$$

En raison des inexactitudes contenues dans la littérature de langue française que nous avons eue en main*), nous avons, par une méthode différente, recalculé les valeurs de Hx et Hy dans le plan de symétrie et sur l'axe de symétrie; les expressions obtenues sont en accord avec les expressions ci-dessus, dans lesquelles on a fait $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$. Nous avons, de plus, rendu homogène la formule donnant H_x en calculant le terme du 4e ordre du champ au centre; la parenthèse $(1 - \xi^2/60\,A^2)$ devient, dans ces conditions:

$$[1-\xi^2/\,60\,A^2+(31\,\xi^2\,\eta^2-18\,\eta^4-13\,\xi^4)\,/\,1250\,A^4\cdots]$$

On voit qu'on éliminera les termes correctifs du 2e ordre des expressions de H_x et H_y par la condition:

$31\,\xi^2 - 36\,\eta^2 = 0$, ce qui entraîne $\xi/\eta = 1{,}0776\ldots$ On peut atteindre une homogénéité meilleure, comme l'ont montré A. et F. SAUTER[13]), en augmentant le nombre des bobines; à titre

---

*) Dans MASCART et JOUBERT, Electricité et Magnétisme, Masson 1886, tome 2, page 121, au lieu de $31\,b^2 - 36\,C^2$ lire $31\,c^2 - 36\,b^2$; de plus, $\sqrt{(36/31)} = 1{,}0776\ldots$ et non 1,079.

Dans la thèse de J. D'ESPINE (Annales de Physique, Xe série, tome XVI, 1931), page 18, 1re ligne, au lieu de $(31\,c-36\,b)/a$, lire $31\,c^2-36\,b^2)/a^2$, ce qui implique $c > b$ et non le contraire (page 19).

d'exemple, 2 paires de bobines coaxiales fournissent, grâce au nombre de paramètres disponibles, 3 relations permettant d'éliminer les termes correctifs jusqu'au 6e ordre. Une intéressante réalisation à 3 bobines a été récemment proposée par J. R. BARKER[14]). De tels systèmes présentent l'inconvénient d'être plus difficiles à construire, à bobiner et à aligner; le champ au centre y est moins accessible. Par ailleurs, l'élimination des termes correctifs d'ordre supérieur risque d'être illusoire, si l'on n'a pas éliminé avec un soin suffisant des causes d'erreurs d'origines diverses: impuretés ferromagnétiques dans le système de bobines ou dans le système soumis à l'investigation, champs parasites, et plus spécialement celui des fils d'alimentation du système. Le système idéal, solénoïde enroulé sur un ellipsoïde, dans lequel le champ est uniforme en grandeur et en direction à un haut degré d'approximation sur un volume considérable, est malheureusement inaccessible de l'extérieur.

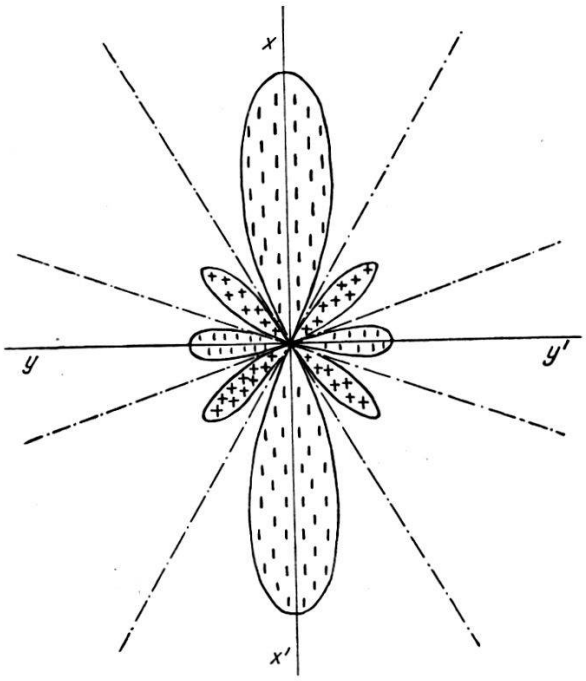

Fig. 2.

2. *Effets du 4e ordre.*

Si la condition d'élimination des termes du 2e ordre $\xi/\eta = 1{,}0776$ est réalisée, ce qui est le cas pour les bobines que nous avons utilisées, le champ magnétique, au voisinage du centre du système, varie à un haut degré d'approximation, comme l'expression:

$$H = K\,I\,(K_1 + K_2\,E\,r^4/A^4)$$

dans laquelle: $E = -(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$.

Sur une cironférence telle que son centre coïncide avec le centre du système de bobines et que l'axe du système soit dans son plan, le champ varie en valeur relative comme E. Nous avons, sur le diagramme ci-joint (fig. 2) représenté, en fonction de θ, la variation de E. On voit que le centre du système est un maximum du champ sur l'axe et dans le plan de symétrie, mais qu'il en est un minimum pour $\theta = \pm 50^0$ et $\pm 130^0$ environ. On a indiqué les extrema de E.

Si maintenant on fixe arbitrairement une valeur absolue de E à ne pas dépasser, on en déduit une courbe de révolution autour de l'axe de symétrie et représentée dans la figure ci-après (fig. 3). Les

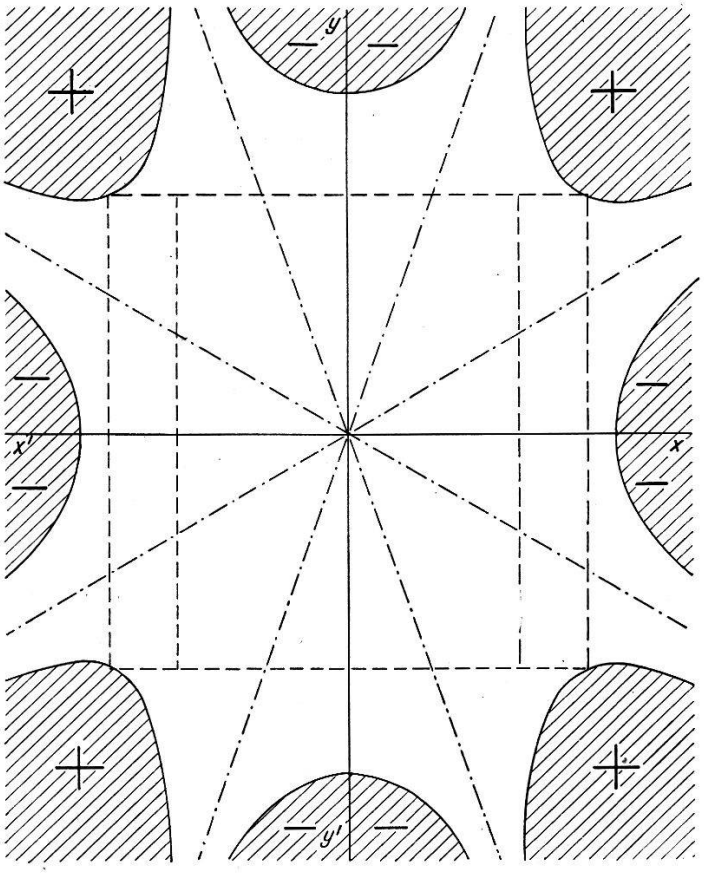

Fig. 3.

parties hâchurées correspondent à celles pour lesquelles $|E| > 3$; les signes + ou — indiquent la variation du champ en signe dans ces zones.

On a indiqué, par des pointillés, la position des échantillons cylindriques dans le système. Le premier était un cylindre droit, dont le diamètre et la génératrice intérieurs étaient égaux à 12 mm; ce cylindre étant dans la zone $|E| \leqq 3$, présente une inhomogénéité maximum sur tout son volume lorsqu'il est placé au centre du système, égale en valeur relative à $2 \cdot 10^{-6}$. Dans le second, le dia-

mètre était égal à $\sqrt{2}$ fois la génératrice, cette dernière étant toujours égale à 12 mm. L'inhomogénéité tombe dans ce dernier cas à moins de $8 \cdot 10^{-7}$.

Les cotes ξ et η étant de l'ordre de 70 mm, l'effet de la composante H_y est de varier d'un angle négligeable la direction du champ lorsqu'on s'éloigne de l'axe de symétrie; on n'a donc pratiquement pas à en tenir compte.

3. *Influence de l'isolement des fils.*

Dans les expressions de H_x et H_y, on a admis que la densité de courant était uniforme sur toute la section des bobinages. Cette hypothèse revient à négliger l'influence du volume occupé par les isolements des fils. En ce qui concerne les isolements des fils les plus extérieurs de chaque bobine, Rosa[15]) a montré que les dimensions d'une bobine doivent être prises «hors tout», c'est-à-dire inclure les isolements des conducteurs extrêmes. Il reste à évaluer l'erreur faite en négligeant pour chaque fil l'épaisseur de l'isolant.

La méthode de Lyle[16]) se prête particulièrement bien à ce calcul. Cet auteur a montré qu'à un ordre élevé d'approximation, une bobine de section carrée de côté d est équivalente à une spire unique de section négligeable, de même centre et de même axe, et dont le rayon r est relié au rayon moyen de la bobine par la relation: $r = a\,(1 + d^2/24\,a^2)$. Dans le cas de bobines à section rectangulaire, la même équivalence requiert deux spires, concentriques et coplanaires si $\xi > \eta$, de même rayon et coaxiales si $\eta > \xi$.

Ici, les conducteurs sont de section carrée; le fil nu a un côté de 4,1 mm et avec l'isolement $d = 4{,}2$ mm. Pour la spire située au centre du bobinage $a = 200$ mm, le calcul des valeurs correspondantes de r nous montre que le champ de chaque spire est, en négligeant l'isolement, surestimé d'une valeur égale, en valeur relative, à:

$$(d^2_{\text{tot}} / d^2_{\text{réel}}) \cdot (1/24\,A^2), \text{ soit environ } 10^{-6}.$$

Rosa[15]) a montré par ailleurs que, pour une seule bobine, une spire épaisse située dans le plan de symétrie avait un champ un peu plus petit que celui d'une spire mince, mais que, loin de ce plan, l'écart était en sens inverse, avec compensation exacte à une distance égale à la moitié du rayon. On peut donc admettre à un ordre élevé d'approximation que, par rapport à la spire centrale, les effets de 2 spires symétriques se compensent et que, pour toutes

les spires, le champ mesuré est trop grand de 10^{-6}. La valeur absolue du champ du système calculée avec les expressions données est donc trop forte d'environ $1 \cdot 10^{-6}$. Cette correction n'intervient pratiquement pas pour l'homogénéité.

4. *Champ magnétique terrestre.*

La précision attendue rend non négligeable la composante horizontale du champ magnétique terrestre. Cette composante vaut actuellement à Genève environ 0,2 gauss. Par ailleurs, l'axe sud-nord du système de bobines d'HELMHOLTZ forme avec la direction sud-nord magnétique terrestre un angle très voisin de 135 degrés.

Le champ magnétique effectif auquel est soumis l'échantillon est donc, pour toutes les mesures, inférieur à celui qui lui est appliqué de 0,15 gauss.

A la fréquence choisie, le champ de résonance des noyaux de fluor est de 350 gauss; celui des protons est donc très voisin de 319 gauss. Les courants de résonance I_H et I_F correspondent à des champs H_H et H_F surestimés, les champs effectifs de résonance sont:

$$(H_F - 0{,}15) \text{ gauss et } (H_H - 0{,}15) \text{ gauss.}$$

Le rapport expérimental H_H/H_F est donc trop près de l'unité d'une grandeur égale, égale à la différence:

$$\frac{H_H}{H_F} - \frac{H_H - 0{,}15}{H_F - 0{,}15}$$

ce qui, pour $H_F = 350$ gauss, vaut $2{,}5 \cdot 10^{-5}$.

5. *Etude expérimentale de l'homogénéité du champ.*

Nous avons vérifié l'ordre de grandeur calculé pour l'homogénéité au centre du système, et plus spécialement l'annulation des termes du 2e ordre, par une étude expérimentale de la résonance magnétique nucléaire le long d'un rayon du plan de symétrie du système.

On sait que la largeur de la raie d'absorption, ou encore le décrément logarithmique des battements qui prolongent le signal après la résonance, sont liés simplement au temps $T\,2$ de relaxation transversale du produit soumis à l'investigation et à l'inhomogénéité du champ dans le volume de l'échantillon, laquelle joue le rôle d'un temps fictif de relaxation transversale $T'2$ (3).

*

Le décrément logarithmique des battements, ou la largeur de la raie, nous donnent alors, à une constante près:

$$1/T''2 = 1/T2 + 1/T'2.$$

Si l'on étudie une substance de composition invariable, $1/T2$ est constante et la forme du signal, dans des conditions déterminées de fonctionnement, ne dépend que de $1/T'2$.

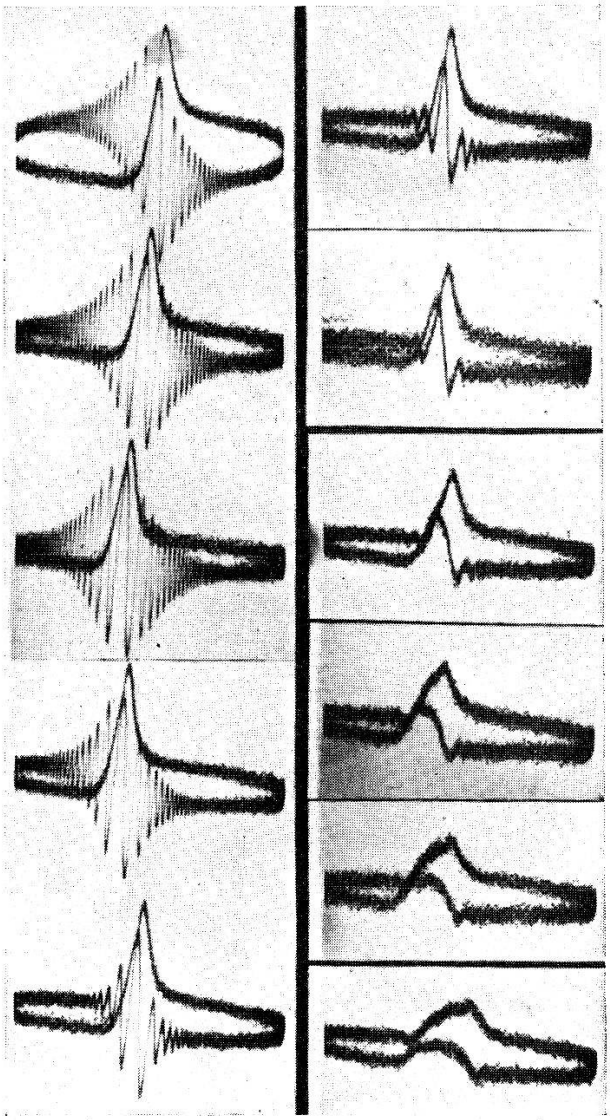

Fig. 4.

Les mesures ont porté sur une solution de sulfate de nickel dans l'eau. Un dispositif mécanique permettait de déplacer l'échantillon dans le plan de symétrie. Le signal était enregistré photographiquement de 4,5 en 4,5 mm, à partir du centre du système. Les onze oscillogrammes correspondent à un déplacement total d'environ 50 mm. Le premier oscillogramme correspond à la position centrale, et le onzième à la position la plus lointaine. On voit (fig. 4) la

variation du décrément logarithmique des battements des 6 premiers oscillogrammes et l'élargissement de la raie dans les 5 derniers.

Nous avons porté sur un diagramme la variation de $1/T_2''$ en fonction de la distance du centre. Le décrément logarithmique d'abord, la largeur de la raie ensuite, ont été utilisés pour cette détermination. La courbe obtenue (fig. 5) a l'allure d'une parabole, ce qui montre bien que la variation du champ au voisinage du centre est une fonction du 4e degré et non du second (dans ce dernier cas, la variation de l'inhomogénéité serait linéaire).

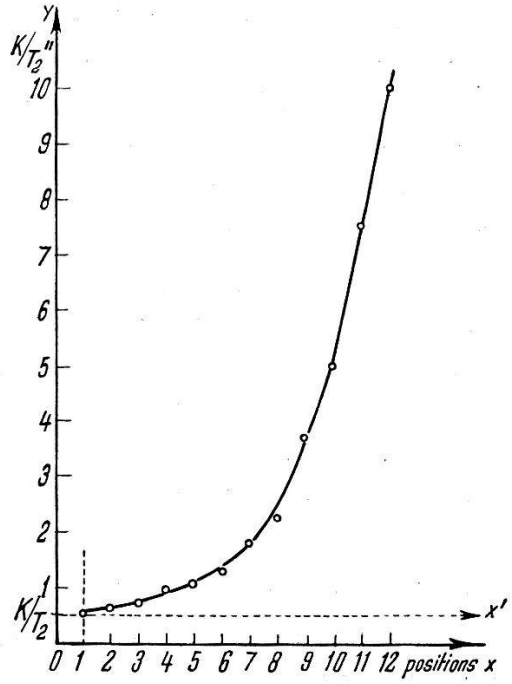

Fig. 5.

Cette courbe est tangente à une parallèle à l'axe des abcisses, menée par l'ordonnée $1/T_2$. L'effet du volume de l'échantillon est de maintenir une inhomogénéité résiduelle au centre du système. Son amplitude peut être déterminée en remplaçant l'échantillon par un autre, de dimensions telles que l'homogénéité soit considérablement améliorée. Le décrément restant, aux erreurs expérimentales, près du même ordre de grandeur, il est clair que, en première approximation, il n'est dû qu'à $1/T_2$. Ceci est mis en évidence par le fait que les points expérimentaux les plus près du centre sont de plus en plus voisins de l'ordonnée $1/T_2$. La valeur de T_2 obtenue est en bon accord avec les mesures de Bloembergen[6]). La différence des ordonnées des points les plus voisins du centre permet de déduire par extrapolation l'inhomogénéité de l'échantillon placé au centre. On obtient environ $5 \cdot 10^{-6}$. La concordance avec la valeur calculée est très bonne.

CHAPITRE 4.

Mesures et résultats expérimentaux.

1. *Mesure de γ_F/γ_H dans le champ à air.*

Nous avons comparé les champs de résonance du noyau de fluor et du proton dans un seul échantillon constitué par une solution aqueuse concentrée de fluorure de béryllium (BeF_2). Cette méthode a évité les inconvénients dus à l'emploi de deux échantillons indépendants, signalés par SIEGBAHN et LINDSTROM[11]) et surtout par ZIMMERMANN et WILLIAMS[17]). Dans ce cernier cas, les champs auxquels sont soumis les échantillons sont différents, ce qui nécessite une correction que notre dispositif permet d'éviter. Grâce à l'emploi du champ à air et de l'échantillon unique, le champ magnétique est la même fonction de l'intensité du courant d'alimentation pour les deux noyaux.

Par ailleurs, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, l'homogénéité relative obtenue est supérieure à $2 \cdot 10^{-6}$ sur tout le volume de l'échantillon; ceci nous a permis, dans les cas où les temps de relaxation sont assez longs, d'observer de très belles figures de battements[18]); on a compté jusqu'à 50 maxima successifs dans la même résonance.

En ce qui concerne le rapport signal/bruit de fond, le signal observé était comparable aux meilleurs qui aient été publiés. On a utilisé pour les mesures une solution concentrée, de viscosité élevée, présentant, par conséquent, peu de battements. Un léger déphasage entre les signaux aller et retour inscrits sur l'oscillographe donne une figure symétrique pour les protons comme pour la résonance du fluor, le pointé est donné par l'axe de symétrie de la figure. La largeur de raie était de l'ordre de 1/2 gauss.

On a opéré, comme il l'a été dit plus haut, à fréquence fixe; les glissements possibles de la fréquence d'émission étaient détectés par les battements de fréquence 1 obtenus à l'aide d'une hétérodyne alimentée de façon indépendante, et éliminés par le mode de détermination des rapports, sur lequel on reviendra plus loin.

Les champs de résonance sont proportionnels aux courants d'alimentation des bobines. On a déterminé, en valeur relative, ces courants, par comparaison de la chute de potentiel produite aux bornes d'un shunt de 1/300 d'ohm environ, de grande surface dissipatrice et de faible coefficient de température, inséré dans le circuit. On a observé un échauffement régulier du shunt; la correc-

tion correspondante a été faite dans les trois groupes de mesures suivants:

1. shunt laissé à l'air libre,
2. shunt plongé dans de l'eau non réfrigérée,
3. shunt plongé dans de l'eau glacée.

Le débit nécessaire pour obtenir les 350 gauss (30 ampères environ) a entraîné un échauffement considérable des bobines et les déterminations du courant de résonance étaient nécessairement faites à la volée: la température des bobines, qui s'élevait progressivement de 20 à 100° environ, entraînait un accroissement correspondant de leur résistance et par conséquent, pour une force électromotrice constante de la batterie d'alimentation, une baisse régulière de l'intensité débitée.

Cet inconvénient nous a mis dans l'impossibilité d'utiliser efficacement un compensateur. Les pointés ont été faits par lecture directe sur l'échelle d'un galvanomètre. Cette échelle, concave, avait un rayon de courbure constant et égal à sa distance au miroir. On a corrigé, par l'application successive, puis simultanée, de forces électromotrices bien stables et connues, les erreurs provenant du défaut de linéarité de l'échelle, et dues au fait que le champ auquel est soumis le cadre n'est pas absolument radial.

a) *Description d'une série de pointés.*

Dès que le gradient de température des bobines était devenu assez faible (température supérieure à 60°), un rhéostat à plots, de résistance totale égale à un ohm, nous permettait d'alimenter les bobines par un courant légèrement supérieur au courant de résonance du fluor. Nous voyions alors le spot se déplacer très lentement dans le sens des intensités décroissantes; le dixième de millimètre était facilement déterminé par le fait que le temps mis par le spot pour parcourir un mm d'échelle était pratiquement constant et égal à dix secondes; un chronographe a ainsi servi de vernier. Après avoir noté le zéro de l'échelle, on a fait les lectures correspondant à F, puis à H; diminuant alors la résistance en série jusqu'à ce que l'intensité se trouve à nouveau supérieure à la résonance du fluor, on pouvait faire deux nouveaux pointés. Une série comprenait environ 15 pointés (7 ou 8 pour F et pour H), faits à des intervalles de temps égaux, après lesquels la température trop élevée des bobines nécessitait leur refroidissement. La position du zéro était contrôlée à la fin de chaque série.

Si l'on appelle DF1, DH1, DF2, DH2, DF3, ... les pointés successifs, il est clair que, la résistance du shunt croissant et l'intensité restant constante, on a:

$$\mathrm{DF1} < \mathrm{DF2} < \mathrm{DF3} \ldots.$$

$$\mathrm{DH1} < \mathrm{DH2} < \mathrm{DH3} \ldots.$$

Les tensions correspondant à des courants égaux croissent donc régulièrement. Avec les mêmes notations que plus haut, on a:

$$\omega_F = \gamma_F H_F \text{ et } \omega_H = \gamma_H H_H$$

mais on opère à fréquence constante; on a donc: $\omega_F = \omega_H$ donc:

$$\frac{\gamma_F}{\gamma_H} = \frac{H_H}{H_F} = \frac{I_H}{I_F}$$

et par conséquent:

$$\frac{\mathrm{DH}}{\mathrm{DF}} = \frac{\gamma_F}{\gamma_H}$$

Les inégalités écrites ci-dessus entraînent:

$$\frac{\mathrm{DH1}}{\mathrm{DF1}} > \frac{\gamma_F}{\gamma_H} \qquad \frac{\mathrm{DH1}}{\mathrm{DF2}} < \frac{\gamma_F}{\gamma_H}$$

Si l'on admet que les variations de température, les glissements possibles de la fréquence, la baisse de la tension aux bornes de la batterie d'alimentation, sont des fonctions linéaires du temps, sur de très courts intervalles de temps, on éliminera les erreurs ayant ces causes en calculant successivement les rapports:

$$\frac{2\,\mathrm{DH1}}{\mathrm{DF1}+\mathrm{DF2}}, \quad \frac{\mathrm{DH1}+\mathrm{DH2}}{2\,\mathrm{DF2}} \ldots$$

Un tel calcul a été fait pour tous les pointés. Lorsque le shunt était mis dans de l'eau glacée, nous avons remarqué que les lectures correspondant à une même série de pointés étaient identiques à la précision indiquée, ce qui indique que les glissements de fréquence, comme les variations de la tension de la batterie étaient négligeables.

b) *Résultats obtenus.*

Nous avons obtenu les valeurs suivantes du rapport, chacune d'elles étant la moyenne de 15 pointés:

1. shunt dans l'air:	0,940865
	0,940737
2. shunt dans l'eau ordinaire:	0,940835
3. shunt dans l'eau glacée:	0,940755
Moyenne de ces résultats:	0,940785
Ecart moyen à cette valeur:	0,000050
Ecart maximum:	0,000080

La précision obtenue est donc un peu supérieure à 1 pour 10000. La correction du champ terrestre conduit à la valeur finale 0,940760 $\pm$ 0,000050.

c) *Comparaison avec les mesures faites dans le champ à fer.*

Elles ont toutes été faites par comparaison des fréquences à champ constant. Le champ le plus bas utilisé (1000 gauss) est celui d'une mesure préliminaire de Poss [19]), qui l'a conduit à la valeur:

$$0{,}9407 \pm 0{,}0003$$

Les mesures précises sont celles des auteurs suivants:

a) Siegbahn et Lindstrom, Ho = où > à 4600 gauss dans CF^3Cl^2, sont conduits à[11]) 0,940934 $\pm$ 0,000015.

b) Poss Ho = 4200 gauss, utilisant FH obtient

$$0{,}94077 \pm 0{,}0001;$$

c) Zimmermann et Williams, avec un champ de 7000 gauss, trouvent:

$$0{,}94086 \pm 0{,}00017.$$

Les écarts entre ces diverses valeurs, supérieures aux erreurs expérimentales invoquées, ont été mis en évidence par Dickinson[20]), qui a montré que, pour des composés différents du fluor, le champ de résonance correspondant à une valeur donnée de la fréquence variait un peu. Nos mesures étant faites dans une solution concentrée de fluorure de beryllium, le rapport devrait être, d'après Dickinson,

$$0{,}94074$$

valeur en bon accord avec la nôtre, à l'intérieur des erreurs expérimentales.

2. *La résonance du proton dans le champ à air et dans le champ à fer.*

Cette comparaison, qui a été faite par la méthode d'induction en utilisant, avec le champ à air déjà décrit, un électroaimant non spécialement destiné à la métrologie, est, par suite, beaucoup moins précise.

Une première série de mesures a été faite à l'aide d'un fluxmètre Grassot, en faisant tourner face pour face, dans le champ magnétique, une petite bobine exploratrice comprenant 20 spires de 1 cm^2. Nous étions parvenus à observer l'égalité des champs de résonance du proton, à fréquence fixe, avec une précision supérieure à 1 %[21]).

Le résultat ci-dessus a été un peu amélioré en étudiant soigneusement la topographie du champ à fer, à l'aide d'une bobine beaucoup plus sensible, reliée à un galvanomètre balistique. On sait que, dans ces conditions, si la variation de flux est assez rapide, la première élongation est proportionnelle à la charge induite dans la bobine, et par conséquent à la variation du flux. Cette bobine était montée dans un cadre de laiton solidaire des pièces polaires; une graduation du support de la bobine permettait, suivant les deux axes des pièces polaires, d'étudier, de centimètre en centimètre, la valeur relative du champ magnétique.

Nous avons ainsi observé que, dans un cercle de 3 cm de rayon, centré sur l'axe de symétrie des pièces polaires, l'inhomogénéité restait toujours inférieure au millième de la valeur absolue du champ. Ce résultat a d'ailleurs été confirmé en déplaçant, dans la même zone, la bobine réceptrice de la résonance nucléaire et en repérant le déplacement du signal sur l'écran de l'oscillographe, avec un balayage préalablement étalonné.

Comme la précision de la lecture de la première élongation du balistique n'est pas supérieure au millième, en plaçant la bobine exploratrice au-dessus de la pipe, l'erreur systématique introduite reste d'ordre inférieur aux mesures.

Deux groupes de mesures ont été faites:

1. moyenne de la 1re élongation dans le champ à air: $3506{,}7 \pm 3{,}3$;
2. moyenne de la 1re élongation dans le champ à fer: $3511{,}6 \pm 1{,}6$.

L'écart moyen 2,4 à la valeur moyenne 3509,1 nous montre que la précision atteinte est de l'ordre de 1 pour 1000. Nous n'observons, à cette précision, aucune différence entre les champs de résonance obtenus, à fréquence constante, par un champ à fer ou par un champ sans fer.

CHAPITRE 5.

Conclusions.

Dans les mesures relatives à la résonance nucléaire, et à notre approximation:

1. La valeur absolue du champ magnétique n'influence pas la grandeur du rapport gyromagnétique d'un noyau donné. Nos mesures complètent vers les faibles intensités du champ magnétique celles de DICKINSON et étendent aux autres rapports gyromagnétiques les conclusions de BROWN[7]) relatives au proton.

2. L'emploi d'un champ à air ne modifie pas sensiblement les résultats. Nos mesures fixent la limite supérieure du facteur propre d'interaction spin-spin introduit par le Professeur STUECKELBERG.

Un tel champ s'est révélé d'un grand intérêt par la qualité de l'homogénéité qu'il peut fournir, et par le fait qu'elle est calculable. Son emploi est tout indiqué dans la détermination des temps de relaxation, car on sait que l'inhomogénéité propre du champ joue un rôle semblable à la relaxation transversale $T\,2$.

Par ailleurs, le fait que le champ d'une bobine sans fer peut être calculé à partir du courant d'alimentation et des caractéristiques géométriques du bobinage, permet d'envisager des mesures absolues des rapports gyromagnétiques et par suite de certaines constantes fondamentales (rapport e/m, faraday,...).

Grâce à sa forme géométrique, le volume disponible du champ d'un système de bobines d'HELMHOLTZ est considérable; il peut être atteint suivant toutes les directions, ce qui permet une grande souplesse dans l'expérimentation. Nous comptons l'utiliser pour étudier l'influence d'un fort champ électrique sur la position de la résonance nucléaire.

3. Le rapport des champs, à fréquence constante, conduit à la même valeur du rapport gyromagnétique que le rapport des fréquences à champ constant. Ce résultat confirme les hypothèses sur l'interaction des moments magnétiques nucléaires et d'un champ magnétique extérieur.

Il a été exploité dans la détermination des champs magnétiques[22]) et des courants électriques intenses à l'aide de la résonance magnétique nucléaire[23]).

Ce travail a été entièrement effectué à l'Institut de Physique de l'Université de Genève, sous la direction du Prof. RICHARD C. EXTERMANN.

Références.

[1]) E. C. G. Stueckelberg, Phys. Rev., **73**, 808 (1948).
[2]) H. S. Gutowsky, C. J. Hoffman,, Phys. Rev., **80**, 110 (1950).
[3]) F. Bloch, Phys. Rev., **70**, 460 (1946); F. Bloch, W. Hansen, M. Packard, Phys. Rev. **70**, 474 (1946).
[4]) E. M. Purcell, H. C. Torrey, R. V. Pound, Phys. Rev. **69**, 37 et 680 (1946).
[5]) E. C. Levinthal, Phys. Rev. **78**, 204 (1950).
[6]) N. Bloembergen, Thèse Leyde (1948).
[7]) R. N. Brown, Phys. Rev. **78**, 530 (1950).
[8]) N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, Phys. Rev. **73**, 679 (1948).
[9]) La seule, à notre connaissance, est celle de H. A. Thomas, R. L. Driscoll, J. A. Hipple, Phys. Rev. **78**, 787 (1950).
[10]) R. V. Pound, Phys. Rev. **72**, 527 (1947).
[11]) K. Siegbahn et G. Lindstrom, Arkiv for Fysik, Band 1, n⁰ 6, 193 (1949).
[12]) A. E. Ruark, M. F. Peters, Josa et Rsi (1926), **13**, 205—212.
[13]) A. et F. Sauter, Z. f. Phys. **122**, 120 (1944).
[14]) J. R. Barker, J. of Scient. Instr. **27**, 197 (1950).
[15]) E. B. Rosa, Bull. of Bur. of Stand. **2**, 71 (1906).
[16]) T. R. Lyle, Phil. Mag. 6th serie **3**, 310 (1902).
[17]) J. Zimmermann, D. Williams, Phys. Rev. **76**, 330 (1949).
[18]) B. A. Jacobsohn, R. K. Wangness, Phys. Rev. **73**, 942 (1948); C. R. Extermann, P. Denis, G. Béné, Helvetica Physica Acta, XXII, 388 (1949).
[19]) H. L. Poss, Phys. Rev. **75**, 600 (1949).
[20]) W. C. Dickinson, Phys. Rev. **77**, 736 (1950).
[21]) G. J. Béné, P. M. Denis, C. R. Extermann, Phys. Rev. **77**, 288 (1950).
[22]) N. J. Hopkins, Rev. of Scient. Instr. **20**, 401 (1949).
[23]) G. J. Béné, P. M. Denis, R. C. Extermann, Arch. Sci. **3**, 1 (1950).