

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 13 (1960)
Heft: 1

Artikel: Réalisations d'appareils de résonance magnétique nucléaire : en vue de leur application à la mesure des champs magnétiques et à l'étude des phénomènes catalytiques
Autor: Guyot de la Hardrouyère, M.
Kapitel: III: Application de ces appareils à la mesure des champs
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738487>

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: 06.04.2026

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

CHAPITRE III

**APPLICATION DE CES APPAREILS A LA MESURE
DES CHAMPS**§ 1. PRODUCTION DU CHAMP DIRECTEUR \vec{H}_0 .

La résonance magnétique nucléaire exige des champs magnétiques très homogènes et stables dans le temps comme dans l'espace. C'est de la bonne qualité du champ magnétique que dépend la réussite de la plupart des expériences.

Pour nous assurer la meilleure homogénéité spatiale possible, nous avons fait exécuter un électroaimant à armatures et bobinages symétriques (électro-aimant Beaudouin, réf. 683, type 402, n° 01). Il s'agit d'un électro-aimant basse tension (alimentation 120 V, 3 kW) à refroidissement à eau. Il comprend un groupe de cinq bobines excitatrices, montées en série sur chaque pôle. Ces deux groupes peuvent être branchés soit en série (résistance totale 20 ohms environ), soit en parallèle (résistance totale 5,3 ohms environ).

La stabilité dans le temps est difficile à obtenir. Les caractéristiques électriques de notre aimant nous obligent à l'alimenter à l'aide d'accumulateurs; nous avons choisi des batteries au plomb de 220 Ah ayant une courbe de décharge bien horizontale. Pour régler l'intensité, nous avons employé des rhéostats présentant le maximum de garantie de stabilité; en particulier, nous nous sommes attachés à avoir d'excellents contacts, et un montage mécanique très robuste. Le métal résistant constituant les rhéostats est du manganin; ce métal a été choisi pour son très faible coefficient de température.

Les rhéostats sont répartis en trois groupes:

- a) Un rhéostat de démarrage, à plots, en cuivre, de 8 ohms environ (19 fois 0,4 ohm). Ce rhéostat est court-circuité en marche normale.
- b) Un rhéostat de réglage grossier, à plots, en manganin, de 5,9 ohms environ (59 fois 0,1 ohm).

- c) Quatre rhéostats de réglage fin, à contacts glissants, en manganin : deux de 0,26 ohm, un de 5 ohms, un de 250 ohms. Ces rhéostats sont montés en parallèle.

§ 2. VARIATION LENTE CONTRÔLÉE DU CHAMP DIRECTEUR.

L'enregistrement des raies de résonance magnétique nucléaire nécessite, comme nous l'avons déjà vu, l'exploration à vitesse très lente d'une étroite plage de champ (de l'ordre de 10^{-4} du champ total pour la résonance nucléaire en champ fort). Par vitesse très lente, on entend que la raie doit être traversée en un temps grand par rapport aux temps de relaxation. Nous avons essayé plusieurs méthodes pour réaliser cette variation de champ, en agissant sur le courant d'alimentation de l'électro-aimant.

Nous avons, par exemple, utilisé une méthode thermique qui consiste à régler la thermostatisation d'un élément conducteur à fort coefficient de température (cuivre ou thermistance). Cet élément est branché en série dans le circuit d'alimentation de l'électro-aimant. On agit ainsi avec une grande souplesse sur la vitesse de balayage et sur la plage totale de champ parcourue. L'intérêt essentiel de cette méthode est de ne pas comporter de contacts mobiles, sources d'irrégularités électriques. Mais elle exige la mise en œuvre d'un important matériel annexe.

Une méthode beaucoup plus simple consiste à monter un rhéostat en parallèle sur l'électro-aimant. Mais elle n'est applicable qu'aux champs faibles, le nombre de watts à dissiper étant trop élevé dès qu'on envoie une forte intensité dans les bobines.

Il ne nous restait plus qu'à choisir l'un des deux montages suivants : un rhéostat en parallèle sur les rhéostats de réglage, et un rhéostat en série avec l'électro-aimant. Dans les deux cas, la présence d'un contact mobile est un inconvénient ; nous avons pensé que le deuxième montage donnerait cependant satisfaction. En effet, dans ce cas, la résistance très faible du rhéostat impose un conducteur relativement massif, et permet d'avoir une grande surface de contact du balai.

Le montage est effectué sous forme d'un rhéostat circulaire de 0,03 ohm. La résistance est constituée par une bande en manganin de 2,6 cm de large et de 1,2 mm d'épaisseur, montée sur un cylindre

plat isolant (bakélite) de 3,8 cm de haut et de 67 cm de diamètre. Un bras, solidaire de l'axe du cylindre, assure un contact par balai sur toute la largeur de la bande de manganin.

La variation de la résistance totale du circuit parcouru par le courant continu dépend de la position des rhéostats de réglage. Elle est de 0,27 à 0,57% pour le montage parallèle des bobines de l'électro-aimant, et de 0,115 à 0,15% pour le montage série. La variation de résistance étant dans tous les cas très faible, on peut considérer les variations correspondantes du courant et du champ comme linéaires.

Pour permettre une variation lente de la résistance, le bras est entraîné par un moteur suivi d'un train de réducteurs. Le moteur tourne à 1400 tours/minute, mais les réducteurs font tourner le bras à une vitesse continûment variable de 1,5 à 8,5 tours/heure. Le système est commandé à distance par une boîte à boutons faisant fonctionner un contacteur-disjoncteur-inverseur; la position du bras est repérée par un système de voyants lumineux, le sens de rotation étant automatiquement inversé en fin de course.

Nous devons remarquer que la bande de manganin du rhéostat circulaire est facile à changer. On peut en particulier la remplacer par une bande plus résistante, et effectuer une variation totale de champ très importante. Dans ce cas, on est en mesure de faire l'étude de raies très larges (par exemple celles rencontrées en résonance électronique) ou de spectres nucléaires étendus (par exemple, dans les cristaux, ceux de certains noyaux pourvus de moments quadripolaires importants).

L'ensemble des rhéostats intervenant dans le circuit d'alimentation de l'électro-aimant est suffisamment stable pour que le champ magnétique continu ne varie pas de plus de 10^{-5} de sa valeur, sans précaution spéciale de calorifugeage.

§ 3. GAUSS-MÈTRE.

Nous avons déjà décrit, dans le chapitre II, les études que nous avons faites sur les oscillateurs du type autodyne. De nombreux expérimentateurs ont déjà employé ce type d'oscillateur dans l'élaboration de gauss-mètres; les autodynes, simples et commodes d'emploi, se prêtent en effet bien à des mesures de champ. Les gauss-mètres actuellement connus, et utilisant la résonance magnétique

nucléaire, sont des autodynes du type Pound et Knight [55], ou Hahn et Knoebel [31], ou Hopkins [35].

Les améliorations que nous avons apportées aux autodynes du type Clapp nous ont permis de construire un gauss-mètre complet [15].

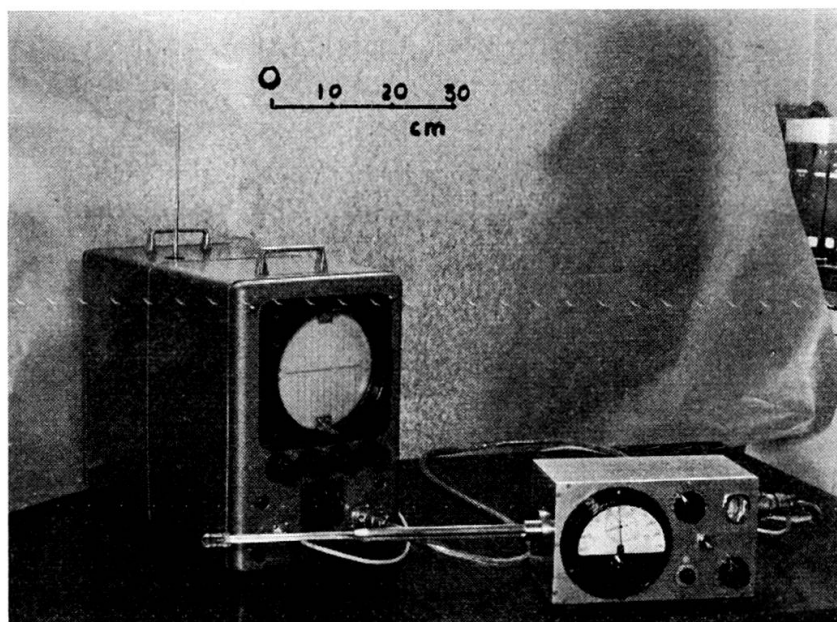


Fig. 15

Photographie du gauss-mètre complet

L'appareil (fig. 15) se compose de deux parties: une tête de mesure, et une boîte d'alimentation et de contrôle munie d'une batterie de chauffage.

a) *Tête de mesure.*

La tête de mesure comprend l'oscillateur (fig. 9), muni de ses systèmes de contrôle et de réglage. La bobine du circuit oscillant est située au bout d'une canne coaxiale rigide, et entourée de deux bobines de modulation basse fréquence du champ à mesurer.

L'oscillateur a déjà été décrit; nous l'avons monté dans un châssis très rigide, pour éviter toute microphonie.

La canne doit réunir plusieurs qualités contradictoires: être très rigide, très peu encombrante, avoir une capacité très faible et une

longueur suffisante. Pour concilier au maximum ces exigences, elle est constituée de deux parties différentes, toutes deux coaxiales (âme en cuivre, centrée par des pastilles de téflon); la première partie, à la sortie du boîtier de l'émetteur, est un tube de cuivre 12/10 de 250 mm de long; prolongeant ce gros tube, nous trouvons la deuxième partie, un tube de cuivre 5/4 de 150 mm de long. De plus, un tube de cuivre 5/4 de 400 mm de long, soudé parallèlement aux deux portions coaxiales, sert à blinder les fils d'alimentation des bobines de modulation. La portion extrême de la canne est donc formée de deux tubes 5/4; la rigidité est excellente, et l'encombrement (5×10 mm) est légèrement plus faible que celui de la sonde qui plonge dans le champ à mesurer.

Cette sonde (fig. 16) est taillée dans du plexiglas. Elle comprend la bobine haute fréquence (diamètre intérieur 4 mm, longueur 8 mm),

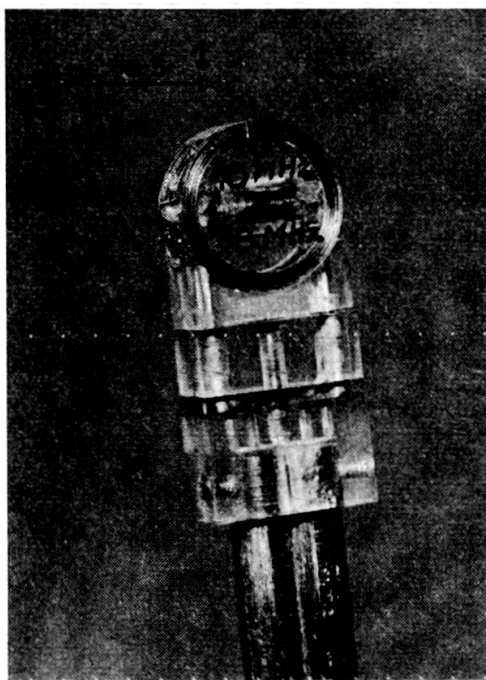


Fig. 16

Photographie de la sonde

logement de 5 mm de diamètre et 8 mm de long. La substance entrant en résonance, contenue dans un tube de verre à parois minces, placée au centre des bobines de modulation en champ, dans un

est une solution aqueuse M/100 de nitrate ferrique. Echantillon et bobine haute fréquence sont maintenus dans le logement par collage.

Les bobines de modulation sont en position d'Helmholtz (diamètre moyen 13 mm, distance des centres 6,5 mm). Elles comprennent chacune 12,5 tours de fil de cuivre vernissé 20/100 mm. Le diamètre du fil et le nombre de tours ont été calculés de manière à éviter tout échauffement de la sonde.

Nous avons réalisé sept sondes pour couvrir la gamme de champ mesurable par notre gauss-mètre; les bobines oscillatrices ont été déterminées à l'aide des courbes représentées figure 8, chapitre II. Les bobines de modulation sont identiques pour chaque sonde. Pour permettre un changement aisé et rapide, chaque sonde est munie de quatre broches en cuivre (fig. 17): les broches 1 et 3 sont les bornes de la bobine haute fréquence, les broches 2 et 4 celles de la modulation.

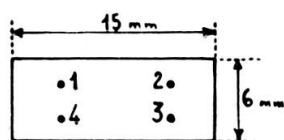


Fig. 17

Avec cette disposition, le sens de branchement est indifférent. Les sondes se branchent sur un mandrin en plexiglas, muni de broches femelles, solidaire de l'extrémité de la canne.

b) Boîte d'alimentation et de contrôle.

La tête de mesure est reliée à la boîte d'alimentation et de contrôle par deux cordons souples (un cordon blindé d'alimentation et un conducteur coaxial pour la sortie signal).

La boîte d'alimentation et de contrôle se compose essentiellement d'un oscilloscope à grand gain (30.000) et à balayage horizontal synchronisé avec la modulation en champ. Son tube de grand diamètre (180 mm), à rémanence, possède un cache gradué pour mesurer l'amplitude du balayage et la position relative des signaux de résonance. Une série de boutons doubles permet de régler le gain vertical (hauteur du signal), les cadrages horizontal et vertical, le courant de modulation en champ, le déphasage du balayage de l'oscilloscope par rapport à la modulation en champ, la luminosité et la concentration.

Un commutateur à trois positions met l'appareil en marche, ou au contraire branche un chargeur d'entretien sur la batterie 6 V servant au chauffage filament de l'oscillateur. On a aussi prévu un petit oscillateur à quartz, délivrant les harmoniques de 1 MHz, et muni d'une antenne réglable. Il est ainsi possible de contrôler un certain nombre de points des courbes d'étalonnage en fréquence de la tête de mesure.

c) *Performances.*

L'appareil peut effectuer des mesures de champ de 500 à 11.500 gauss environ, grâce à ses sept sondes produisant une bande de fréquence s'étendant de 2 à 50 MHz. Le recouvrement des plages d'oscillation d'une sonde sur la suivante est de 10%. Il est possible de mesurer des champs plus élevés (jusqu'à 20.000 gauss), car nous avons pu faire osciller très aisément l'oscillateur au-delà de 75 MHz.

La précision sur la lecture de la fréquence est de 0,1%; elle représente la stabilité de l'oscillateur sur un temps très long. Cette stabilité est obtenue au bout d'un temps de chauffage de l'ordre de 30 minutes, temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique. Mais la précision relative ne dépend que de la stabilité de l'oscillateur sur la durée d'une mesure; il est alors possible de mesurer des variations de champ de l'ordre de 10^{-5} du champ total.

La profondeur de modulation en champ, faite à 50 Hz, est variable de 0 à 30 gauss. Elle a été étalonnée à 1%. Les dimensions de l'échantillon et la profondeur de la modulation sont suffisantes pour mesurer des champs dont l'inhomogénéité est au plus de 30 gauss par millimètre.

§ 4. MESURES DE CHAMPS CONTINUS ET ALTERNATIFS BF;
CARTES DE CHAMPS CONTINUS.

Le succès de la résonance magnétique nucléaire dans son application à la mesure des champs est essentiellement dû à la grande précision que l'on peut obtenir sans précautions spéciales. Des oscillateurs très simples, comme par exemple les autodynes, permettent d'effectuer des mesures à mieux que 0,01% près, si l'on détermine leur fréquence avec cette précision. Toute mesure de champ revient donc à celle d'une fréquence, donc d'un temps. Dans ces conditions,

tous les autres moyens de mesure (flux-mètres, bobines tournantes, effet Hall, etc.) sont beaucoup moins précis. Ce n'est cependant pas toujours le cas, car il faut se rappeler que la résonance ne peut servir qu'à la mesure de champs magnétiques à faibles gradients, et bien constants dans le temps. Il y a encore d'autres limitations, dues à la forme des raies, et les appareils de mesure, autres que ceux employant la résonance, sont souvent beaucoup mieux adaptés [22]. Retenons cependant que la résonance magnétique nucléaire demeure la technique la plus précise de mesure absolue des champs homogènes; produite dans de tels champs, elle servira donc à l'étalonnage des autres appareils.

Les diverses mesures de champ que nous avons faites n'ont pas été exécutées à l'aide du gauss-mètre dans sa forme définitive, décrite précédemment. Mais les montages d'essai qui ont servi dans nos mesures avaient la même précision que l'appareil définitif; la seule différence se situe dans la présentation et dans la commodité d'emploi.

Employant la résonance comme méthode de référence, nous avons pu faire l'étalonnage de plusieurs flux-mètres classiques. La précision est alors celle de la lecture de déviation. Nous avons muni ces flux-mètres de bobines étalon, dont la surface est connue géométriquement par une construction soignée.

Ce premier étalonnage a permis de déterminer, au cours d'une deuxième opération, la surface de bobines de construction moins soignée, mais comprenant un nombre de tours considérable (très grande surface). Ces bobines nous ont ensuite servi à l'étalonnage des champs alternatifs de modulation, par une simple méthode d'induction. Parallèlement, les déterminations de la profondeur de modulation ont été faites par déplacement de la raie de résonance, d'un bout à l'autre de la trace de l'oscilloscope, à l'aide du vernier de fréquence. La première méthode ne peut, en effet, s'appliquer qu'aux champs présents dans des volumes de mesure relativement grands (au moins trois fois celui de la bobine de mesure). La méthode employant la résonance magnétique nucléaire s'applique très bien à n'importe quel appareil, par exemple à notre gauss-mètre.

Dans ce dernier cas, nous avons d'ailleurs employé aussi une autre méthode, encore plus simple; au lieu de faire la résonance des protons, nous avons fait celle des électrons d'une substance fournissant une raie très étroite. Le champ magnétique directeur nécessaire est environ

700 fois plus faible pour les électrons que pour les protons, à fréquence constante, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de celui que peuvent produire les bobines de modulation. Mais au lieu de les alimenter en courant continu, nous les avons alimentées directement en courant purement alternatif. Si les temps de relaxation de la substance choisie

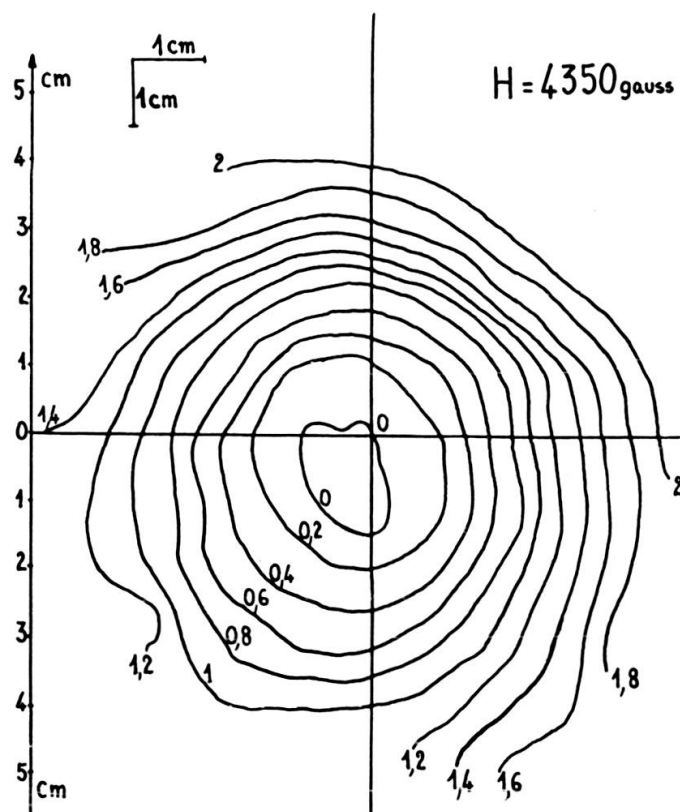


Fig. 18

Carte de champ

sont courts par rapport à la période du courant alternatif utilisé, on doit voir quatre raies (une chaque fois que la valeur du champ est convenable, donc quatre par période). Nous avons fait l'expérience avec du diphénylpicrylhydrazyl, que nous avons fabriqué. Les raies obtenues sont très intenses, et un déphasage convenable de la trace horizontale de l'oscilloscope de contrôle permet de faire directement sur son écran la lecture de la valeur du champ alternatif; la précision est de 1% environ, la raie étant très étroite.

Pour faire des études de résonance, il est nécessaire de se placer dans un champ très homogène. Afin de déterminer l'emplacement de la meilleure région, et le gradient minimum présent, nous avons effectué le relevé des courbes d'isochamp de l'aimant dont nous disposons [15]. Les pièces polaires employées ont 20 cm de diamètre,

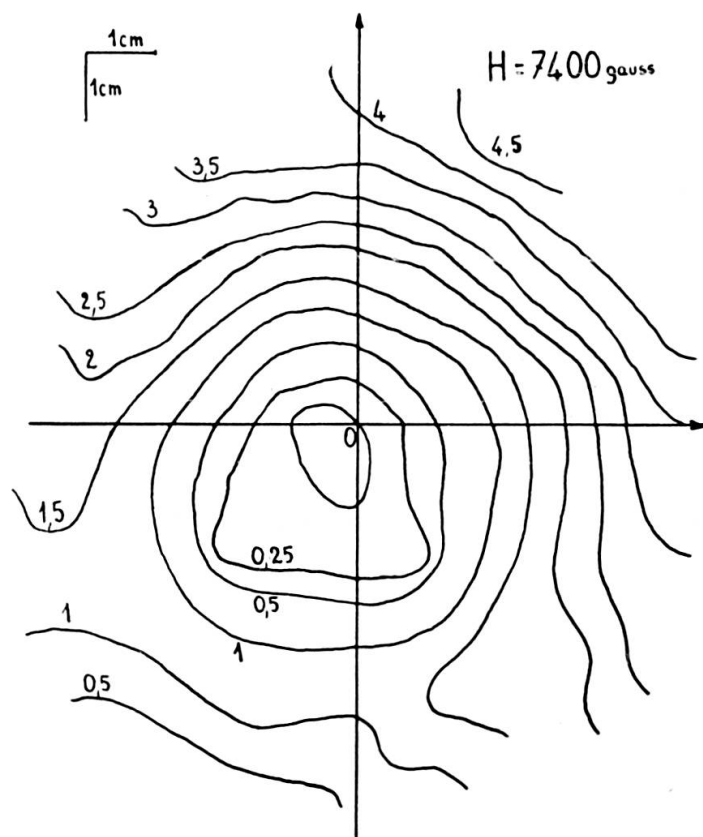


FIG. 19

Carte de champ

et l'entrefer est de 40 mm. Nous avons exigé du fabricant un parallélisme rigoureux des faces polaires (1/100 mm, quel que soit le champ appliqué) : celui-ci a donc exécuté un aimant à armatures symétriques.

La méthode de mesure que nous avons adoptée consiste à déplacer, à l'aide d'un mécanisme à vis, la bobine émettrice d'un émetteur autodyne dans le champ à étudier. Les déplacements correspondants de la raie de résonance sont relevés sur la trace horizontale de l'oscilloscope d'observation, préalablement étalonnée en champ. La raie est

celle de l'eau contenue dans une très petite sphère en verre (de l'ordre de 1 mm de diamètre extérieur); l'échantillon est soigneusement centré dans la bobine émettrice; ses dimensions réduites permettent de faire des mesures ponctuelles. Les relevés ont été exécutés point par point, en revenant à intervalles de temps réguliers au point de

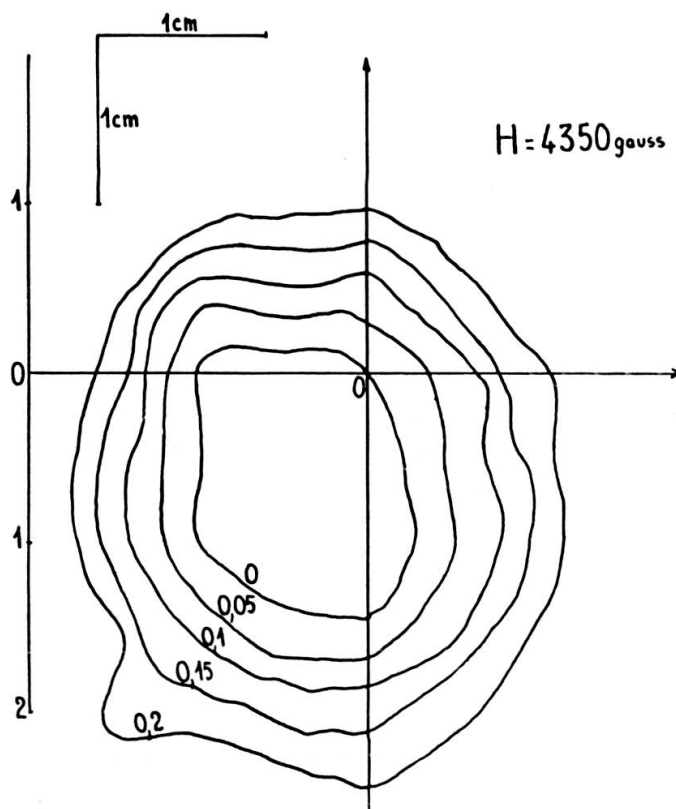


Fig. 20

Carte de champ

départ, pour noter une dérive éventuelle de l'émetteur ou de la valeur du champ.

Les mesures ont été faites dans un plan équidistant des pôles de l'électro-aimant et parallèle aux faces polaires. Les figures 18 et 19 montrent les cartes obtenues pour deux valeurs du champ au centre; une carte plus précise (fig. 20) a été faite dans la région de meilleure homogénéité (au centre des courbes tracées, où le gradient est faible). Nous avons aussi étudié la variation du champ le long de l'axe des pôles (fig. 21).

L'examen des cartes établies montre que la variation du champ le long de l'axe des pôles est beaucoup plus rapide que dans le sens radial. Dans un plan parallèle aux faces, les lignes d'isochamp sont sensiblement des cercles concentriques; le centre de ces cercles est le centre magnétique, distinct du centre géométrique, et le champ présente un minimum en ce point. Remarquons que lorsque le champ au

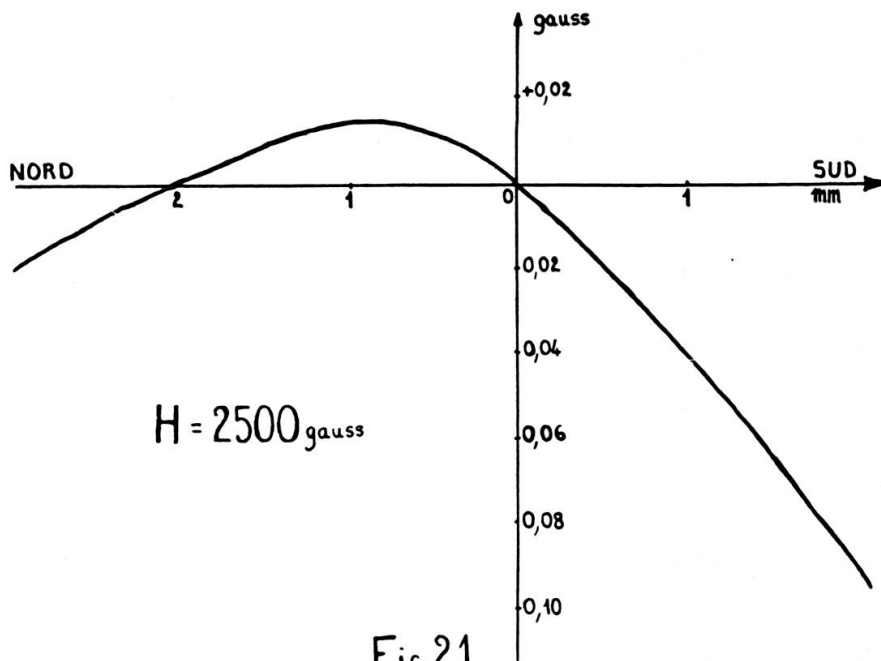


FIG 21.

Carte de champ

centre varie, le gradient de champ varie dans les mêmes proportions, et l'aspect général se conserve. L'examen de la courbure des lignes de champ les plus éloignées, et la présence de deux lignes d'isochamp 1 gauss sur la figure 19 dénotent une configuration de champ analogue à celle décrite par Benoit et Sauzade [5].

Les résultats que nous avons obtenus permettent de déterminer la région la plus homogène de notre électro-aimant. Il s'agit d'un cylindre d'axe parallèle à celui des pièces polaires, de 16 mm de diamètre et 2,5 mm de hauteur. Dans ce volume de $0,5 \text{ cm}^3$, l'homogénéité est de $1,5 \cdot 10^{-5}$ du champ total. Il est évident que l'on peut définir une homogénéité supérieure, à condition de prendre un volume plus petit. Mais la précision relative de nos mesures

étant de 10^{-5} , il ne nous est pas possible d'extrapoler au-delà de l'homogénéité citée.

Cette homogénéité montre que l'aimant est bon, mais non excellent, pour les études de résonance. Il ne permet pas, en tout cas, de faire de la haute résolution sur des volumes acceptables. Il répond cependant aux espoirs que nous avons fondés sur les caractéristiques imposées au constructeur. Une amélioration peut être réalisée par l'emploi de pièces polaires beaucoup plus soignées (qualité du métal, parallélisme et planéité des faces, alignement rigoureux des axes). Il sera probablement utile aussi d'adapter sur les faces polaires des bobines de compensation, établies selon les calculs de Primas et Gunthard [58].

§ 5. MESURES DE CHAMPS HAUTE FREQUENCE.

La valeur H_1 du champ haute fréquence intervient dans la plupart des formules employées en résonance magnétique nucléaire; en particulier, la largeur de la raie et sa hauteur en dépendent. Il est donc tout aussi important de connaître l'amplitude du champ HF exciteur que de régler celle du champ résiduel à la réception; d'ailleurs ces deux amplitudes sont proportionnelles, et il faut connaître l'une pour corriger l'autre.

Mais la mesure de champs HF très faibles pose des problèmes techniques délicats. La méthode la plus simple consiste évidemment à faire le calcul du champ au niveau de l'échantillon à partir des caractéristiques de la bobine émettrice: il suffit de mesurer sa self, sa capacité et sa résistance, et on a une relation entre la tension aux bornes de la bobine et le champ produit. Pratiquement, plusieurs difficultés surgissent; il se peut par exemple que la tension HF soit impossible à mesurer: c'est le cas des autodynes, chez lesquels toute mesure de tension provoque un arrêt de l'oscillation si l'appareil fonctionne à la limite de son accrochage. Il se peut aussi que la relation entre champ et tension soit impossible à calculer: c'est ce qui se produit si la bobine réceptrice est très en dehors de l'axe des bobines émettrices.

Il a été proposé [1], pour les cas où la méthode de mesure de tension ne peut être employée, une expérience de double irradiation. On utilise deux oscillateurs, stables tous deux à mieux que 10^{-8} en

fréquence, et fournissant deux ondes HF de fréquences très voisines (de l'ordre de 20 Hz); sur l'enregistreur d'un spectrographe de haute résolution, on voit s'inscrire deux raies. La différence de fréquence $\Delta\omega$ entre les deux oscillateurs est alors diminuée jusqu'à ce que les raies soient confondues; à ce moment, il existe une relation très simple entre $\Delta\omega$ et H_1 qui s'écrit:

$$\Delta\omega = \gamma H_1 .$$

Ne possédant pas le matériel nécessaire pour effectuer ces mesures, nous avons pensé que le plus commode pour nous était de mettre à profit les phénomènes dépendant du champ HF (hauteur de raie, largeur, point de saturation, etc.). Pour les autodynes, c'est le moyen le plus simple; pour notre système à bobines croisées aussi, car les mesures HF en symétrique sont délicates.

Partant de ce principe de mesure, nous avons envisagé plusieurs possibilités. On peut, par exemple, pointer la hauteur du signal de dispersion, qui est une fonction monotone croissante de H_1 , ou suivre l'évolution de la largeur de raie. Mais nous avons estimé que ces mesures dépendent trop de la réponse de l'appareillage (sensibilité, linéarité, bande passante). Il est bien préférable de pointer un maximum, sans trop tenir compte de sa valeur. Ainsi, on a déjà une première valeur en repérant le maximum de l'absorption pour une substance donnée; on a alors:

$$\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 = 1$$

En prenant une série d'échantillons, de temps de relaxation variés, on peut avoir de nombreux points. Mais, dans notre cas, les seuls étalons commodes étant des solutions aqueuses de nitrate ferrique, nous étions limités à la mesure de champs assez petits.

Nous avons alors pensé que la circulation d'un fluide nous donnerait la possibilité de faire de nombreuses mesures, en ramenant la détermination de H_1 à celle d'un débit. Des essais qualitatifs nous ont encouragés dans cette voie.

L'interprétation théorique des phénomènes observés a déjà été en partie faite [36, 76]. Demarquay [13] a repris et complété les calculs, en évaluant la polarisation dynamique d'une tranche de liquide à la distance x à l'intérieur de la zone de champ HF, puis en inté-

grant sur tout le trajet parcouru par le fluide. On aboutit à une formule reliant la hauteur du signal ν au débit de fluide et au champ H_1 , qui s'écrit:

$$\nu = \alpha H_1 \left[z + z(1-z)y \left(1 - e^{-\frac{1}{yz}} \right) \right]$$

$$\text{avec } \begin{cases} \alpha = \text{Cte} \\ z = \frac{1}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \\ y = \frac{V T_1}{l} \end{cases}$$

V est la vitesse d'écoulement du fluide, et l la longueur de la zone où est présent le champ H_1 .

Pour effectuer le calcul, on a supposé que toutes les particules du fluide ont la même vitesse linéaire V . Du point de vue hydraulique, ceci est évidemment faux; mais les calculs, exécutés en supposant le régime laminaire, cas simple et bien connu, deviennent rapidement inextricables. Il restait donc à vérifier expérimentalement la formule obtenue, pour savoir dans quelle mesure l'hypothèse simplificatrice sur V est justifiée.

Nous avons trouvé que la validité de cette formule est strictement limitée au domaine linéaire du régime d'écoulement. En effet, dès que le débit est tel que l'on dépasse la valeur critique du nombre de Reynolds, on observe une décroissance du signal, contrairement à ce que laisse prévoir la formule théorique. Les expériences ont donc été conduites par la suite dans un domaine strictement laminaire du régime d'écoulement.

Si maintenant nous faisons varier H_1 à débit constant, nous remarquons que le signal d'absorption passe par un maximum. Le calcul de la dérivée partielle par rapport à H_1 de la formule donnant ν fournit une relation entre le débit (qui entre dans y) et le champ H_1 (qui entre dans Z); cette relation s'écrit:

$$f(y, Z) = -e^{-1/yZ} (1-Z) \left[Zy(4Z-1) - 2(1-Z) \right] + Z(2Z-1) + yZ(1-Z)(4Z-1) = 0$$

La figure 22 représente les valeurs de y en fonction de Z , pour le maximum de ν . Cette courbe permet de déterminer H_1 connaissant le débit.

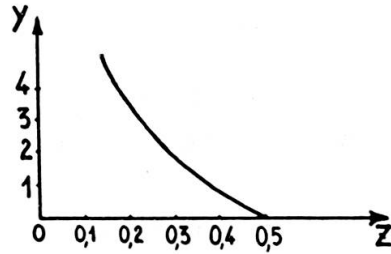


FIG. 22

Les expériences concernant les fluides en mouvement ont été faites avec des valeurs de H_1 supérieures à celles donnant le maximum de l'absorption pour le fluide au repos. Or des mesures préliminaires nous ont montré que T_1 et T_2 sont très faibles dans le cas des solides catalytiques et des phases adsorbées sur ces solides. Les étalonnages ont donc été faits avec des fluides à temps de relaxation suffisamment longs, comme par exemple de l'eau contenant une quantité d'ions paramagnétiques suffisante pour éviter la mémoire de phase.