

NUCLEAR RESONANCE - Measuring the relaxation time,  $T_2$ , in an inhomogeneous field greater than the line width. This note (\*) is authored by Robert Gabillard, who is introduced by M. Jean Cahannes.

Theory on the role of an inhomogeneous magnetic field on the form of the nuclear resonance signals. One obtains two new procedures for measuring the relaxation time  $T_2$ , freed of the limitations due to the magnetic field inhomogeneity. Experimental verification of the validity of the method using ferric nitrate solutions.

1. Theory of the inhomogeneity of the guiding field. We have, in an earlier note (1) given explicit solutions of the Bloch equations in a homogeneous field.

In order to take account of the inhomogeneity in a small volume element, it is sufficient to make the replacement in the Bloch equations, for a small volume element,  $T_2$  by  $T_2^*$ , which is defined  $\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + i\delta$  ( $x, y, z$ ).

In order to obtain the effect of the inhomogeneity in the ensemble of samples one must sum all the solutions for all the values of  $\delta$ , included in the sample. One can happily take  $\delta$  as an integration variable and one then has, in the case of a rapid passage through the resonance interval,

$$v^* = -\gamma M_1, M_2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{t}{T_2}} \sin\left(\frac{\Delta\omega\delta t}{2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\delta) e^{-i\delta t} d\delta = vF,$$

where  $\phi(\delta)$  is the number of kernels (nuclei?) subject to the magnetic field  $H_2 + \delta \frac{d\delta}{2}$  and  $F$  appears as the Fourier transform of the inhomogeneity distribution, function,  $\phi(\delta)$ .

2. First Procedure - It corresponds to the case where a constant field gradient exists in the sample region.  $\phi(\delta) = 0$  for  $\delta > \Delta$  and  $\phi(\delta) = \frac{1}{2\Delta}$  for  $\delta < \Delta$ .

We then have  $F = \frac{\sin\Delta t}{\Delta t}$  and the resonance signal obtained shows beats (Figure 1A)

(2). This case is often observed and these conditions allow one to measure  $T_2$ , as long as  $T_2 = T_2^*$

\* Meeting of 16 April, 1951.

(1) R. Gabillard, Comptes Rendus 232 1951, p. 1477.

(2) R. Gabillard, Comptes Rendus 232 1951, p. 354 - 376.

Let us call  $f_1$  and  $f_2$  the amplitudes of the first and second signal maxima and  $t_0$  the interval which separates them. We will then have  $T_2 = t_0 / \log \left( \frac{f_1}{f_2} \right)$ .

This procedure for measuring  $T_2$  does not depend on the magnetic field inhomogeneity when the function  $\phi(\delta)$  conforms to our assumptions, which the observed signal shape shows without ambiguity.

3. Second Procedure - When  $T_2$  is less than the half-period  $\frac{t_0}{2}$  of the sweep, the resonance signal obtained shows oscillations only after  $\frac{t_0}{2}$  the magnetic field has crossed the resonance interval (Fig. 1A).

But when  $T_2$  is larger than  $\frac{t_0}{2}$ , the signal obtained shows oscillations before and after crossing the resonance  $\frac{t_0}{2}$  (1) (Fig. 1B).

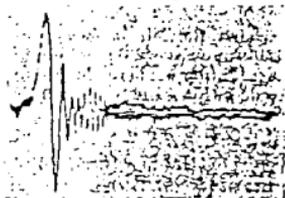
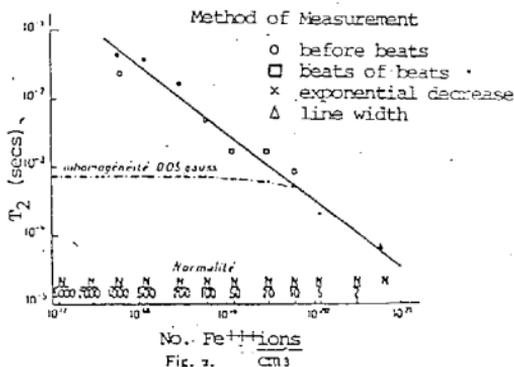


Fig. 1 A.



Fig. 1 B.



In the case of a homogeneous field, the oscillation amplitudes are constant throughout the full sweep period. An inhomogeneity of the guiding field has the effect of creating outside the time  $\theta = \frac{1}{\gamma \langle |\Delta H| \rangle}$  ( $\langle |\Delta H| \rangle$ , mean value of the inhomogeneity) a regular distribution of the phases of the magnetic moments of each volume element. Thus the signal is observable only during the time  $\theta$ . But, each of the elementary magnetic moments continue to precess during the time  $T_2$  and since  $T_2 > \frac{t_0}{2}$  when the sweep approaches again a resonance zone there will be a progressive transition from the free precession regime to a forced precession regime and a rephasing of the elementary magnetic moments. This will result in the reappearance of the signal a little before the crossing of the resonance. (Fig. 1B)

If we call  $I_1$  and  $I_2$ , the signal amplitudes before and after resonance, we have  $T_2 = \frac{t_0}{2} \cdot \frac{\log \frac{I_1}{I_2}}$ .

This measure of  $T_2$  is:

1. Independent of the existence of an inhomogeneous magnetic field
2. Independent of the spatial distribution of the inhomogeneity

4. Experimental Verification - We have measured the  $T_2$  relaxation time for a range of solutions of Ferric nitrate of decreasing concentrations using the classical method (line width and exponential decrease of the oscillation amplitudes) and using the two methods described above (Fig. 2) in the presence of an inhomogeneous field. We have therefore verified that the two proposed procedures give results independent of the inhomogeneity of the magnetic field (solidly drawn curve) which limits the use of the classical method (dotted curve).

Nous estimons à 5% le pourcentage des désintégrations du bore 12 accompagnées de rayons  $\gamma$ ; nous essayerons ultérieurement de préciser ce chiffre qui constitue une valeur préliminaire.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Mesure du temps de relaxation  $T_1$ , en présence d'une inhomogénéité de champ magnétique supérieure à la largeur de raie.* Note (\*) de M. ROBERT GARILLARD, présentée par M. Jean Cabannes.

Théorie du rôle de l'inhomogénéité du champ magnétique sur la forme des signaux de résonance nucléaire. On en tire deux procédés nouveaux de mesure du temps de relaxation  $T_1$ , affranchis des limitations dues à l'inhomogénéité du champ magnétique. Vérification expérimentale de la validité de ce procédé au moyen de solutions de nitrate ferrique.

1. *Théorie de l'inhomogénéité du champ directeur.* — Nous avons explicité dans une Note antérieure (\*) la solution des équations de Bloch en champ magnétique homogène.

Pour tenir compte de l'inhomogénéité dans un petit élément de volume il suffit de remplacer dans les équations de Bloch, relatives à cet élément de volume  $T_1$ , par  $T_1'$  défini par  $1/T_1' = 1/T_1 + i\delta(x, y, z)$ .

Pour obtenir l'effet de l'inhomogénéité dans l'ensemble de l'échantillon, il faut faire la somme des solutions pour toutes les valeurs de  $\delta$ , comprises dans l'échantillon. On peut heureusement prendre  $\delta$  comme variable d'intégration et l'on a, dans le cas du passage rapide à travers l'intervalle de résonance,

$$v'' = -\gamma H_0 M_0 F e^{-\gamma t} \sin\left(\frac{\Delta\omega\Delta t'}{2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\delta) e^{-\delta t} d\delta = vF,$$

$\varphi(\delta)$ , nombre de noyaux soumis au champ magnétique  $H_0 + \delta \pm d\delta/2$ ,  $F$  apparaît comme la transformée de Fourier de la fonction de répartition de l'inhomogénéité  $\varphi(\delta)$ .

2. *Premier procédé.* — Il correspond au cas où un gradient de champ magnétique constant règne dans le volume de l'échantillon.  $\varphi(\delta) = 0$  pour  $|\delta| > \Delta$  et  $\varphi(\delta) = 1/2\Delta$  pour  $|\delta| < \Delta$ . Nous aurons  $F = \sin\Delta/\Delta t$  et le signal de résonance obtenu présentera des battements ( $f_{\text{sig.}} = \Delta$ ) (\*). Ce cas est très souvent observé et ces conditions permettent alors de mesurer  $T_1$ , même lorsque  $T_1 > T_1'$ .

Appelons  $t_1$  et  $t_2$  les amplitudes du signal au premier et au second maxima et  $t_3$  l'intervalle de temps qui les sépare. Nous aurons  $T_1 = t_1/\text{Log}(t_1/t_2)$ .

Ce procédé de mesure de  $T_1$  ne dépend pas de l'inhomogénéité du champ magnétique dans le cas où la fonction  $\varphi(\delta)$  est bien conforme à nos hypothèses, ce que la forme du signal observé permet de vérifier sans ambiguïté.

(\*) Séance du 16 avril 1951.

(1) R. GARILLARD, *Comptes rendus*, 272, 1951, p. 1177.

(2) R. GARILLARD, *Comptes rendus*, 272, 1951, p. 1215-1216.

3. *Deuxième procédé.* — Lorsque  $T_2$  est inférieur à la demi-période  $T_1/2$  du balayage, le signal de résonance obtenu présente des oscillations uniquement après le passage du champ magnétique à travers l'intervalle de résonance (fig. 1 A).

Mais lorsque  $T_1$  est plus grand que  $T_2/2$ , le signal obtenu présente des oscillations avant et après le passage par la résonance (\*) (fig. 1 B).

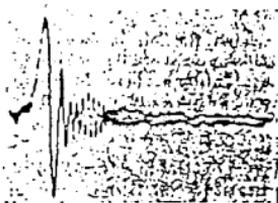


Fig. 1 A.



Fig. 1 B.

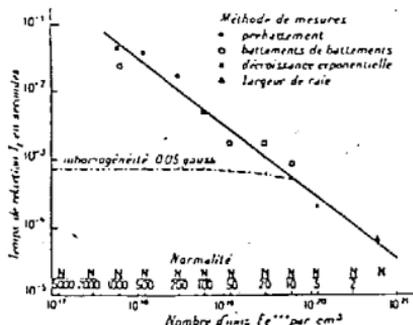


Fig. 2.

Dans le cas d'un champ homogène les oscillations possèdent une amplitude constante dans tout l'intervalle du balayage. Une inhomogénéité du champ directeur a pour effet de créer au bout d'un temps  $\theta = 1/\gamma \langle |\Delta H| \rangle / \langle \Delta H \rangle$ , valeur moyenne de l'inhomogénéité) une répartition régulière des phases des moments magnétiques de chaque élément de volume. Le signal est donc observable seulement pendant le temps  $\theta$ . Mais chacun des moments magnétiques élémentaires continue à précessionner durant le temps  $T_1$  et si  $T_1 > T_2/2$ , lorsque le balayage s'approche à nouveau de la zone de résonance il y aura passage progressif du régime de précession libre au régime de précession forcée et une remise en phase progressive des moments magnétiques élémentaires. Il en résultera une réapparition du signal un peu avant le passage par la résonance (fig. 1 B).

Si nous appelons  $I_1$  et  $I_2$  les amplitudes du signal après et avant la résonance, nous aurons  $T_1 = T_2 \text{Log}(I_1/I_2)$ ; cette mesure de  $T_1$  est :

- 1° Indépendante de l'existence d'une inhomogénéité du champ magnétique;
- 2° Indépendante de la loi de répartition spatiale de l'inhomogénéité.

*vérification expérimentale.* — Nous avons mesuré les temps de relaxation d'une série de solutions de nitrate ferrique de concentration décroissante au moyen de procédés classiques (largeur de raie et décroissance exponentielle de l'amplitude des oscillations) et au moyen des deux procédés précédemment cités (fig. 2) en présence d'une inhomogénéité du champ. Nous avons ainsi vérifié que les deux procédés proposés donnent des résultats indépendants de l'inhomogénéité du champ magnétique (courbe en trait plein) qui limite l'utilisation des procédés classiques (courbe ponctuée).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Diffusion du  $^{32}\text{P}$  et du  $^{35}\text{S}$  dans le chlorure de sodium.*  
Note (\*) de M. MARIUS CHEMLA, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le  $^{32}\text{P}$  et le  $^{35}\text{S}$  formés à partir du  $^{35}\text{Cl}$  par réactions  $(n, \alpha)$  et  $(n, p)$  dans du chlorure de sodium, diffusent vers la surface du cristal à des températures voisines de  $650^\circ$ .

Le chlorure de sodium irradié en neutrons rapides, contient du soufre et du phosphore radioactifs produits par les réactions nucléaires :  $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ ,  $(n, \alpha)^{32}\text{P}$ , mais rien ne permet de prévoir l'état des ions P et S formés. Il serait possible de déterminer la charge Z de ces ions en mesurant leur coefficient de diffusion thermique D, et leur mobilité V dans un champ électrique. Ces grandeurs étant reliées par la formule suivante :  $(D/V) = (kT/Ze)$ .

Nous avons observé un phénomène qui nous permettra de mesurer facilement le coefficient de diffusion du  $^{35}\text{S}$  et du  $^{32}\text{P}$  dans le chlorure de sodium : ces ions migrent à chaud vers la surface du cristal. Leur répartition est étudiée en découpant le cristal et en mesurant l'activité des tranches ainsi obtenues.

Des lames monocristallines de chlorure de sodium (fourni par l'O.N.E.R.A.) de  $25 \times 1,2 \times 1,2$  cm ont été irradiées trois jours à la pile de Châtillon dans un conteneur en uranium, puis elles ont été abandonnées pendant 15 jours, jusqu'à ce que l'activité due au radiosodium ait complètement disparu. Ces cristaux sont chauffés dans un four électrique, en atmosphère d'azote, à  $660^\circ$  pendant des temps égaux à 4 et 7 h. Puis afin d'éviter les effets de bords, on élimine par un rasoir la périphérie de la lame cristalline des bandes de 1 mm de large. La partie centrale conservée est alors découpée parallèlement à ses faces principales à l'aide d'un microtome de biologiste. A chacun de ses passages le rasoir donne une poudre très fine correspondant à une épaisseur du cristal de 4,5  $\mu$ . Les tranches ont été groupées par trente afin que la quantité de poudre soit suffisante pour être étalée en couche régulière. De tels échantillons pèsent alors environ 15 mg.