

**Zeitschrift:** Archives des sciences [1948-1980]  
**Band:** 13 (1960)  
**Heft:** 9: Colloque Ampère

**Artikel:** Applications d'un spectrographe à R.M.N. en champ faible. 1. Double irradiation de l'ion ammoniac. 2. Effet Bloch-Siegert

**Autor:** Benoit, Henri / Ottavi, Henri

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-738652>

### **Nutzungsbedingungen**

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

### **Conditions d'utilisation**

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

### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 19.11.2024

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

# Applications d'un spectrographe à R.M.N. en champ faible

## 1. Double irradiation de l'ion ammoniac

## 2. Effet Bloch-Siegert

par Henri BENOIT et Henri OTTAVI

Laboratoire d'Electronique et Radioelectricité de la Sorbonne  
Fontenay-aux-Roses (Seine)

### 1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.

Le spectrographe est approximativement le même que celui décrit par Hennequin (référence 1): bobines de Bloch fonctionnant à 12 kHz (soit dans un champ statique  $H_0 = 2,8$  G environ). Le liquide résonant est fortement polarisé par passage préalable dans le champ d'un petit électroaimant ( $H = 7500$  G). Les raies d'absorption sont obtenues en balayant lentement le champ  $H_0$ .

En plus des bobines d'émission normale  $B_1$  qui fournissent le champ  $h_1$  à la fréquence fixe  $f_1 = 12$  kHz, le dispositif comprend des bobines  $B_2$  qui fournissent un champ perturbateur  $h_2$  de fréquence variable, parallèle à  $h_1$ ; ce champ secondaire est employé dans les expériences de double résonance.

### II. DOUBLE IRRADIATION DE L'ION AMMONIUM (référence 2).

Le liquide est une solution concentrée de nitrate d'ammonium dans de l'eau additionnée d'acide nitrique. A cause du couplage indirect entre l'azote et les protons de  $NH_4$ , la raie des protons est remplacée par un triplet (fig. 1, a). A cause de la faiblesse du champ statique, le déplacement chimique est négligeable et la composante centrale du triplet se confond avec la raie unique des protons de l'eau de la solution. Ceci explique que la composante centrale apparaisse cinq fois plus grande environ que les composantes latérales.

On crée alors avec le deuxième jeu de bobines  $B_2$  un champ alternatif  $h_2$  de fréquence

$$f_2 = f_N = f_1 (\gamma_N/\gamma_P) = 867 \text{ Hz}$$

( $f_N$  est la fréquence de résonance de l'azote dans le champ  $H_0$ ). En faisant croître l'amplitude de  $h_2$  on voit les composantes latérales disparaître progressivement (fig. 1, *b* et *c*).

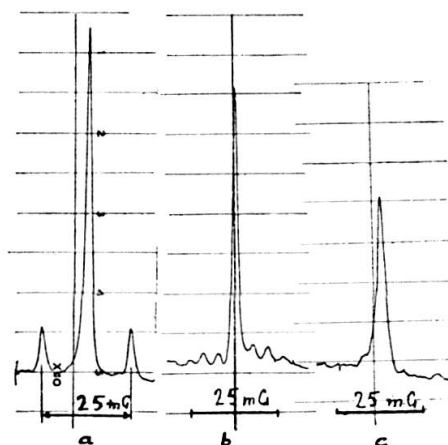


Fig 1.

Enregistrements représentant le spectre des protons en présence d'un champ rectiligne  $h_2$  réglé à la fréquence de résonance  $f_N$  des noyaux et d'amplitude  $h_2$  croissante.

- a)  $h_2 = 0$
- b)  $h_2 = 2 \times 0,15 \text{ G}$
- c)  $h_2 = 2 \times 0,3 \text{ G}$

Nous avons aussi observé le resserrement des composantes latérales en employant un champ  $h_2$  d'amplitude suffisante (amplitude  $2 \times 0,3 \text{ G}$ ), mais de fréquence  $f_2$  légèrement différente de  $f_N$ , valeur nominale de résonance.

Ces résultats vérifient bien, dans l'ensemble, les prévisions de Bloom et Shoolery (réf. 4), faites pour les conditions de champ fort. Ici on observe de plus, un déplacement Bloch-Siegert de l'ensemble du spectre, déplacement considérable à cause de la faible valeur du champ  $H_0$ . Ce déplacement a été étudié plus en détail avec de l'eau pure.

### III. DÉPLACEMENT BLOCH-SIEGERT (référence 3).

Pour cette étude le champ  $h_1$  est maintenu à la fréquence fixe  $f_1 = 12 \text{ kHz}$  (fréquence de détection); son amplitude est faible, de l'ordre du mG. On fait varier la fréquence du champ perturbateur  $h_2$  depuis 0 jusqu'à 12,2 kHz, l'amplitude de  $h_2$  étant de quelques dizaines à quelques centaines de mG.

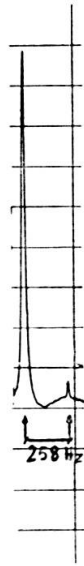


Fig. 2.

Effet Bloch-Siegert montrant l'apparition de deux raies pour un champ  $h_2$  réglé à une fréquence  $f_2 = 11,8$  kHz inférieure de 200 Hz à la fréquence de détection  $f_1$ . Chaque composante circulaire du champ  $h_2$  vaut 36 mG (soit 155 Hz).

Soit  $H_0$  la valeur du champ statique correspondant à la résonance des protons à 12 kHz, dans les conditions normales, c'est-à-dire si  $h_2$  était nul. Pour chaque valeur de l'amplitude de  $h_2$ , on mesure la variation  $\Delta H$  qu'il faut faire subir à  $H_0$  pour retrouver la raie, en présence de  $h_2$ . On peut diviser les mesures effectuées en deux groupes, correspondant à deux types

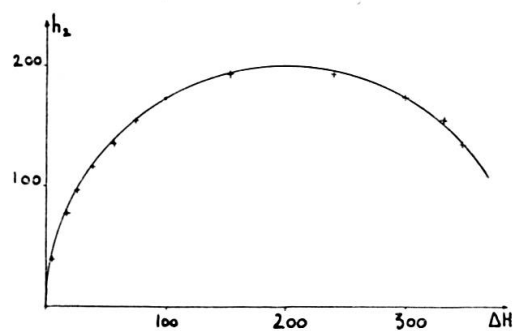


Fig. 3.

Déplacement Bloch-Siegert  $\Delta H$  pour un champ  $h_2$  de fréquence  $f_2 = 11,8$  kHz. Sur l'axe des ordonnées on a porté l'amplitude d'une des deux composantes tournantes du champ  $h_2$ . Les valeurs des champs sont exprimés en Hz par la formule:  $f = (\gamma/2\pi)H$ . Les croix représentent les résultats expérimentaux et le cercle, la courbe théorique calculée d'après la référence 6.

de conditions, pour la théorie que l'on fait en considérant les diverses excitations dans un trièdre tournant à la fréquence  $f_2$ .

1° La fréquence  $f_2$  est éloignée de  $f_1$  et varie de 1 à 11,6 kHz.

Dans ces conditions l'angle  $\theta$  entre le champ magnétique directeur et le champ magnétique efficace dans le trièdre tournant à la vitesse angulaire  $\omega_2$  est faible. Nous pouvons alors calculer le déplacement Bloch-Siegert grâce aux formules établies par J. Seiden (réf. 5) en tenant compte des deux composantes circulaires. La mesure des déplacements  $\Delta H$ , de l'ordre de 20 à 30 mG, a concordé avec les valeurs calculées dans la limite de précision des mesures (quelques pour-cents) (tableau).

TABLEAU.

*Mesure de l'effet Bloch-Siegert pour  $f_2$  loin de  $f_1$ .*

Dans la deuxième colonne on a porté la valeur de chacune des deux composantes circulaires du champ (sauf pour la dernière ligne, champ continu). Les amplitudes des champs sont exprimées en Hz, par la formule  $f = (\gamma/2\pi) H$ .

Fréquence $f_2$ du champ $h_2$ (kHz)	Composante de $h_2$ (Hz)	Effet Bloch-Siegert calculé (Hz)	Effet mesuré	Ecart (%)
1	1160	113	115	+ 2
2	1160	115	118,5	+ 3
3	1160	119	120	+ 1
4	1160	126	130	+ 3
5	1160	135	140	+ 4
6	770	68	71	+ 4
7	770	77	78	+ 1
8	770	91	92	+ 1
9	770	115	117	+ 2
10	770	171	176	+ 3
11	445	108	105	- 3
11,25	386	110	106	- 4
11,4	315	113	112	- 1
11,6	282	117	120	+ 3
0	1830	139,4	138	- 1

2° La fréquence  $f_2$  est proche de  $f_1$   $|f_1 - f_2| \leq 0,2$  kHz.

L'angle devient notable. La résonance se produit pour deux valeurs du champ comme l'a montré W. A. Anderson (fig. 2) (référence 6). La figure 3 montre les résultats des mesures obtenues en gardant la fréquence  $f_2$  fixe  $f_2 = 11,8$  kHz et en faisant varier l'amplitude de  $h_2$ . Pour chaque

valeur de  $h_2$ , il y a deux valeurs du déplacement  $\Delta H$  et les points expérimentaux se placent avec précision sur le cercle théorique:  $x^2 + y^2 - 2Rx = 0$ ,  $x = \Delta H$ ,  $y = h_2$ .

## RÉFÉRENCES

1. HENNEQUIN, J., *Colloque Ampère 1960*, communication 333.
  2. BENOIT, H. et H. OTTAVI, *C. R.*, 250, 2708 (1960).
  3. BEBOIT, H. et H. OTTAVI, *C. R.*, 250, 2886 (1960).
  4. BLOOM, A. L. et N. J. SHOOLERY, *Phys. Rev.*, 97, 1261 (1955).
  5. SEIDEN, J., *C. R.*, 240, 2228 (1955).
  6. ANDERSON, W. A., *Phys. Rev.*, 102, 151 (1956).
-

