

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 46 (1973)  
**Heft:** 1

**Artikel:** Appareillage pour l'etude de la polarisation nucléaire de l'hélium-3 par pompage optique et de sa relaxation  
**Autor:** Ganière, J.G.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114473>

### **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:** 15.01.2026

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

# Appareillage pour l'étude de la polarisation nucléaire de l'hélium-3 par pompage optique et de sa relaxation

par J. G. Ganière

Laboratoire d'Optique Physique, EPF, Lausanne

(8. VIII. 72)

*Abstract.* We have developed an apparatus to polarize  $^3\text{He}$  gas (at a few torrs pressure) by optical pumping from a  $^4\text{He}$  light source and to measure the evolution of the magnetic moment for relaxation studies. The magnetic moment is measured by applying a pulse of radio frequency magnetic field  $B_1$  transverse to the static magnetic field  $B_0$  and by amplifying the signal induced by the free precession of the magnetic moment. As the relative decrease of the magnetic moment involved in each measure is only  $10^{-2}$  to  $10^{-3}$ , we can make ten to twenty measurements during the relaxation time. This time, which is of the order of between  $10^3$  to  $10^4$  sec, is measured with an accuracy of  $\pm 5\%$ .

## Introduction

L'atome d'hélium  $\text{He}^3$  possède un moment magnétique nucléaire de spin  $I = 1/2$ . Il existe différentes méthodes pour orienter ces noyaux et pour étudier leur relaxation magnétique nucléaire [1, 2]. Dans l'état gazeux, le temps de relaxation longitudinal  $T_{1\text{coll}}$  provenant du couplage dipolaire magnétique entre deux noyaux pendant les collisions est extrêmement faible. La relation suivante donne l'ordre de grandeur de  $T_{1\text{coll}}$  en secondes pour un gaz à la pression de  $p$  torr à la température de  $T$  °K:  $T_{1\text{coll}} = 2 \times 10^8 \cdot T^{1/2} \cdot p^{-1}$  [3]. Aussi, la valeur expérimentale du temps de relaxation  $T_1$  dépend principalement des interactions avec la surface de l'échantillon.

Par de telles mesures, nous avons alors la possibilité de recueillir des informations sur les temps de collage des atomes à la surface, sur la nature et la structure des surfaces, sur les centres paramagnétiques existant en surface et ceux qui y sont créés par irradiation.

P. Cornaz a effectué dans notre laboratoire des mesures avec du gaz  $\text{He}^3$  à des pressions de quelques atmosphères [4], utilisant la faible polarisation naturelle donnée par la présence d'un champ magnétique de  $B_0 = 430$  Gauss. Désirant travailler avec un gaz à plus faible pression (quelques torr) pour diminuer sa densité au voisinage de la surface, nous avons utilisé une technique de polarisation artificielle par pompage optique [5]. Nous avons pu augmenter ainsi le moment magnétique résultant de l'échantillon de  $\text{He}^3$  d'un facteur de  $10^3$ , malgré la diminution de la pression. Les techniques de mesure de la polarisation et de la relaxation utilisées par P. Cornaz ne sont plus utilisables pour un système qui se trouve dans un état de polarisation hors équilibre et pour des valeurs de temps de relaxation supérieure à  $10^3$  sec. Nous avons

donc mis au point un nouveau système de mesure utilisant une technique de précession libre du moment magnétique nucléaire résultant des atomes [3, 6]. Notre appareillage nous a permis de suivre l'évolution de ce dernier, qui décroît essentiellement à cause des collisions des atomes avec la surface.

## I. Processus de polarisation du gaz $\text{He}^3$ par pompage optique

### I.1. Principe

Nous polarisons le gaz  $\text{He}^3$  par pompage optique. Comme les transitions dipolaires électriques à partir de l'état fondamental sont dans l'ultraviolet lointain, nous travaillons, comme l'ont proposé Colegrove, Walters et Schaerer [7], à partir des niveaux métastables  $2^3\text{S}_1$ . La figure 1 résume le schéma des niveaux d'énergie de l'atome  $\text{He}^3$  dans un faible champ magnétique. Nous obtenons des atomes de  $\text{He}^3$  dans l'état métastable (de densité de l'ordre de  $10^{-7}$ ) à l'aide d'une faible décharge haute fréquence sans électrodes. Pour orienter les atomes dans l'état métastable, nous utilisons alors les transitions  $2^3\text{S}_1-2^3\text{P}$ , correspondant à une raie de l'ordre de  $\lambda = 10\,830\text{ \AA}$ , la lumière étant polarisée circulairement et se propageant parallèlement au champ magnétique. Cette orientation est ensuite communiquée aux atomes dans l'état fondamental par des processus dits 'd'échange de métastabilité'. Ce sont des collisions entre atomes métastables et atomes fondamentaux pendant lesquelles

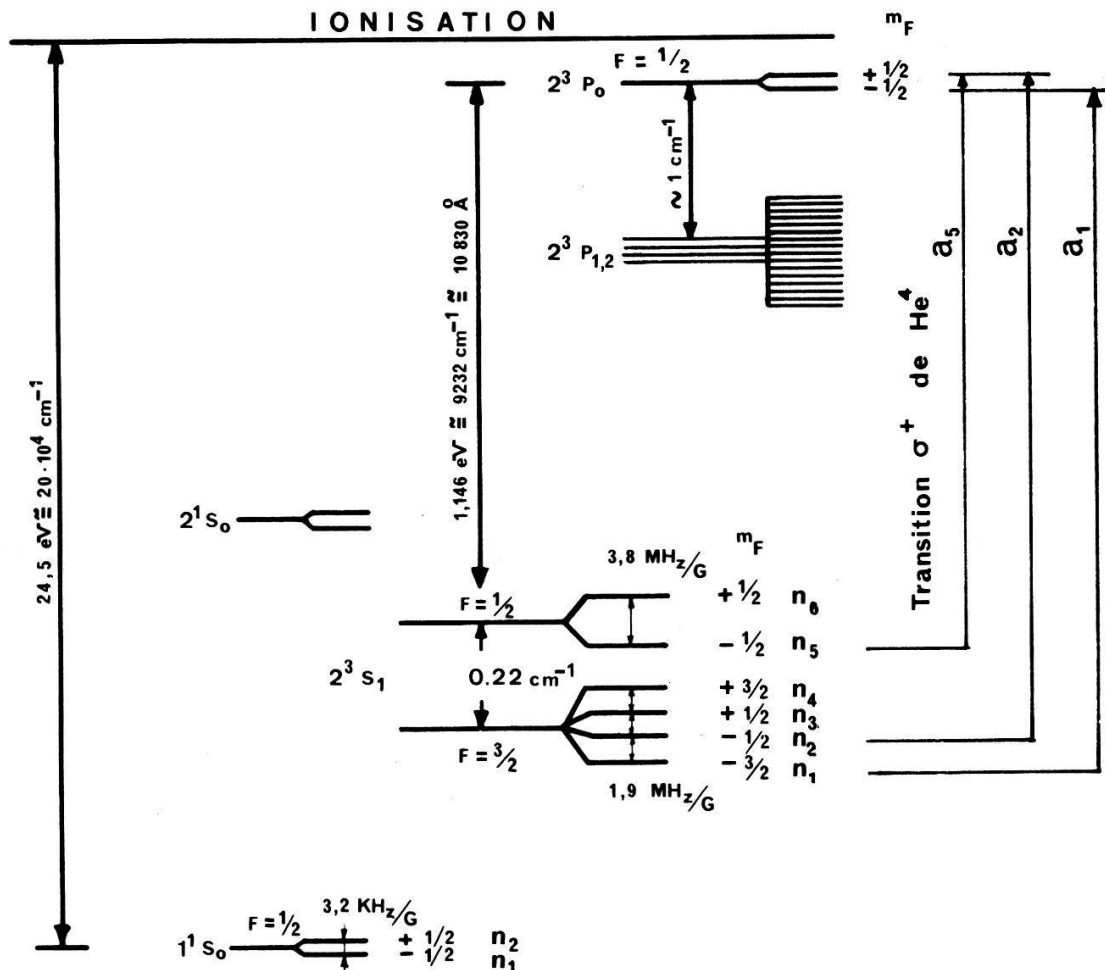


Figure 1

Schéma des niveaux d'énergie de l'atome  $\text{He}^3$  dans un faible champ magnétique.

l'excitation électronique est échangée. L'orientation du noyau des atomes métastables, obtenue pendant le pompage optique, n'est pas affectée pendant cette collision et se retrouve sur les atomes sortant de la collision dans l'état fondamental.

La lumière de pompage est issue d'une lampe de  $\text{He}^4$ , car, comme l'ont signalé Walters et al. [8], le déplacement isotopique entre  $\text{He}^3$  et  $\text{He}^4$  est favorable en n'induisant que la transition  $2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_0$  et la polarisation obtenue est plus importante qu'avec une lampe  $\text{He}^3$ .

### *1.2. Remarques sur la cinétique de pompage*

L'étude de l'évolution de la polarisation du système peut se faire à l'aide d'un modèle simplifié qui représente la polarisation des niveaux métastables et fondamentaux par les populations de deux paires de sous-niveaux Zeeman fictifs. Ce modèle permet, entre autres, de remarquer que le couplage entre les états métastables et fondamentaux est très important.

De ce fait, lors du pompage, environ la moitié de la relaxation des atomes fondamentaux se produit via la faible densité d'atomes métastables.

Dans une analyse plus détaillée [9], nous avons décrit l'évolution des six sous-niveaux Zeeman de l'état métastable en interaction avec les deux sous-niveaux fondamentaux et avec la lumière de pompage issue d'une lampe de  $\text{He}^4$ . Grâce à la calculatrice IBM 1040, nous avons résolu ce système de 8 équations à 8 inconnues, à l'état stationnaire.

Cette analyse a montré que :

- les différents couplages introduits par la lumière de pompage ont pour effet de diminuer le temps de relaxation effectif des niveaux métastables pendant le pompage.
- la décharge qui crée les atomes métastables agit principalement sur la durée de vie de la polarisation des atomes métastables et affecte l'état fondamental au travers du couplage étroit entre ces deux populations.
- la polarisation, obtenue en utilisant une intensité totale constante du faisceau de pompage, serait maximum lorsque toute l'intensité se trouverait spectralement concentrée dans la transition  $2^3\text{S}_1 (F = 3/2) \rightarrow 2^3\text{P}_0$  et qu'elle décroîtrait sensiblement linéairement jusqu'à près de 60% de cette valeur maximum lorsque l'intensité est déplacée progressivement dans la transition  $2^3\text{S}_1 (F = 1/2) \rightarrow 2^3\text{P}_0$ . D'après Timsit et al. [10], la transition  $2^3\text{S}_1 (F = 3/2) \rightarrow 2^3\text{P}_0$  est pratiquement seule à être excitée par la raie de résonance de  $\text{He}^4$  à  $1,08 \mu$ ; nous utilisons donc la raie de résonance la plus favorable.

### *1.3. Montage experimental*

La figure 2 donne un schéma du montage utilisé. La lampe  $\text{He}^4$  est une lampe à décharge haute fréquence (60 MHz) sans électrodes, d'une puissance électrique de 100 W, que nous avons développée pour ce but [9, 11]. Les cellules ont un diamètre de 3 à 6 cm, la pression du gaz est entre 1 et 10 torr. La faible décharge a été créée par un champ électrique haute tension alternatif de 60 kHz transmis par des électrodes extérieures. Le contrôle de cette décharge est essentiel pour la production d'une grande polarisation. Le détecteur PbS est utilisé pour le contrôle de la densité des atomes métastables. La polarisation obtenue des atomes dans l'état fondamental est



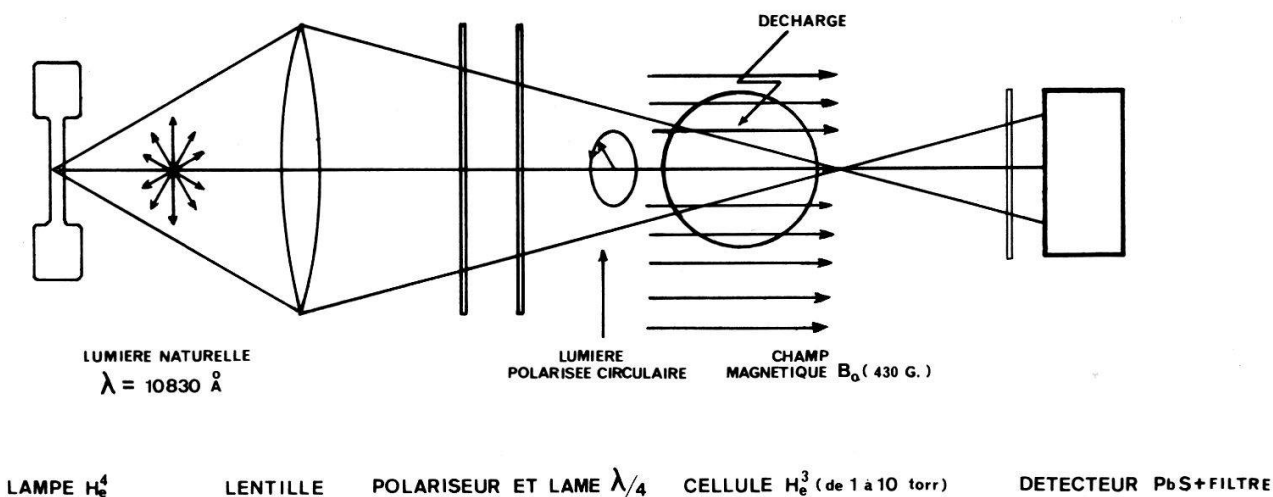


Figure 2  
Montage expérimental pour le pompage optique sur  $\text{He}^3$ .

de l'ordre de 10 à 20% selon les taux de relaxation présents dans la cellule, dûs à sa surface ou aux inhomogénéités du champ magnétique.

## II. Mesure du taux de polarisation nucléaire dans l'état fondamental par précession libre du moment nucléaire

### II.1. Introduction

La détection optique du taux de polarisation, généralement utilisée dans les expériences de pompage optique, n'est pas applicable pour les mesures de temps de relaxation des atomes fondamentaux, car la présence d'une faible décharge perturbe le système et les surfaces à étudier.

Aussi avons-nous développé un système de détection basé sur le principe de précession libre qui fonctionne de la manière suivante :

En appliquant un pulse de champ magnétique  $B_1$  transverse au champ magnétique d'induction  $B_0$  et de fréquence égale à celle de précession libre, on peut écarter le moment magnétique résultant d'un angle  $\alpha$  par rapport à  $B_0$ , le laissant ensuite précessionner autour de ce dernier. L'angle  $\alpha$  peut être choisi par la durée et l'intensité du pulse.

La précession libre du moment magnétique est décelée par la tension qu'elle induit dans une paire de bobines en position de Helmholtz accordée à la fréquence de précession. Cette tension induite est amplifiée puis enregistrée en fonction du temps.

L'angle  $\alpha$  est choisi très faible de sorte que la composante  $M_z$  du moment ne soit pas diminuée de manière appréciable (1‰ à 1%). Il est alors possible de suivre l'évolution de  $M_z$  au cours du temps en faisant plusieurs mesures successives.

### II.2. Description du montage expérimental

La figure 3 donne un schéma de principe du système de détection du moment magnétique résultant. La fréquence d'accord des bobines de réception, égale à celle de précession, est de 1,4 MHz, ce qui correspond à un champ magnétique de  $433 \cdot 10^{-4} \text{ Wb/m}^2$  pour la résonance de  $\text{He}^3$ .

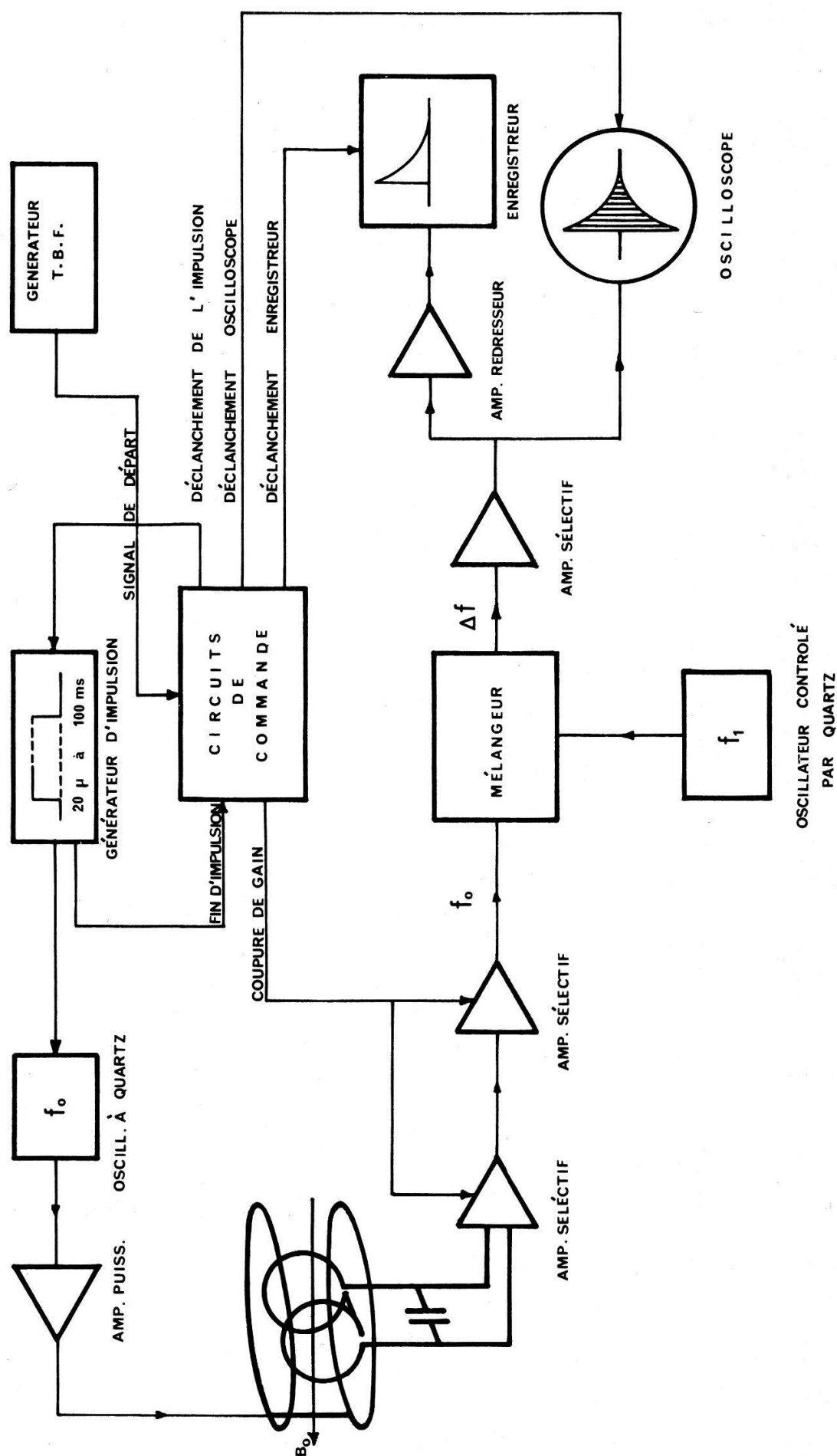


Figure 3

Schéma de principe du système de détection du moment magnétique résultant.

Le système de détection comporte 4 parties importantes :

- 1) Production du champ magnétique  $B_0$ .
- 2) Emission pulsée du champ  $B_1$ .
- 3) Détection de la précession du moment magnétique résultant.
- 4) Organe de synchronisation.

1) *Champ magnétique  $B_0$ -Bobines de Helmholtz.* Le champ magnétique est produit par des bobines en position de Helmholtz dont les caractéristiques sont les suivantes :

- diamètre moyen = 34 cm, carcasse en aluminium, refroidie à l'eau ;
- résistance totale 1,42  $\Omega$  (143 spires de ruban de cuivre de  $25 \times 0,3$  mm par bobine) ;
- stabilisation en température  $\pm 0,2^\circ\text{C}$  par une circulation d'eau en circuit fermé ;
- constante de champ :  $15,3 \cdot 10^{-4}$  Wb/m<sup>2</sup> pour un courant de 1 A.

Le champ stabilisé est variable de 50 à 440 Gauss. Il est déterminé avec une précision de  $2 \cdot 10^{-5}$  pour  $B_0 = 100$  Gauss et sa stabilité est de  $10^{-5}$ .

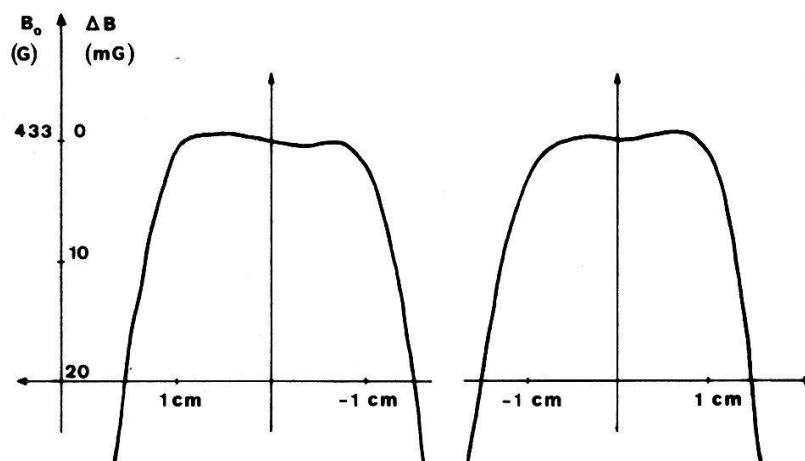


Figure 4  
Relevé du champ magnétique en fonction de l'axe  $z$ .

La figure 4 donne un enregistrement du champ magnétique le long de l'axe des bobines. L'enregistrement, à l'aide d'un gaussmètre à effet Hall, type Bell 240, a été effectué dans les deux sens, afin de pouvoir détecter une dérive éventuelle. La valeur de 433 Gauss est celle du champ magnétique utilisé lors de la mesure des cellules de  $\text{He}^3$ . L'homogénéité du champ à la valeur théorique du dispositif de Helmholtz ; elle n'a été réellement obtenue que grâce à un réglage minutieux selon tous les degrés de libertés mutuels des deux bobines.

2) *Emission de champ magnétique  $B_1$ .* Il a été réalisé un oscillateur à quartz (stab.  $10^{-6}$  par jour) dont la tension de sortie est commandée à l'aide d'un générateur d'impulsions (figure 5). La tension de sortie est prise aux bornes d'un circuit oscillant à faible facteur de qualité, afin que les enclenchements ne produisent pas de tension superposée à la tension sinusoïdale. L'amplitude du champ  $B_1$  durant le pulse est réglée au moyen d'un atténuateur à impédance constante.

Un amplificateur de puissance transmet les pulses aux bobines d'émission qui sont en position voisine de celle de Helmholtz (11 cm de diamètre). Une résistance de 250  $\Omega$  sert à adapter et à amortir le circuit d'émission et deux diodes en opposition, également

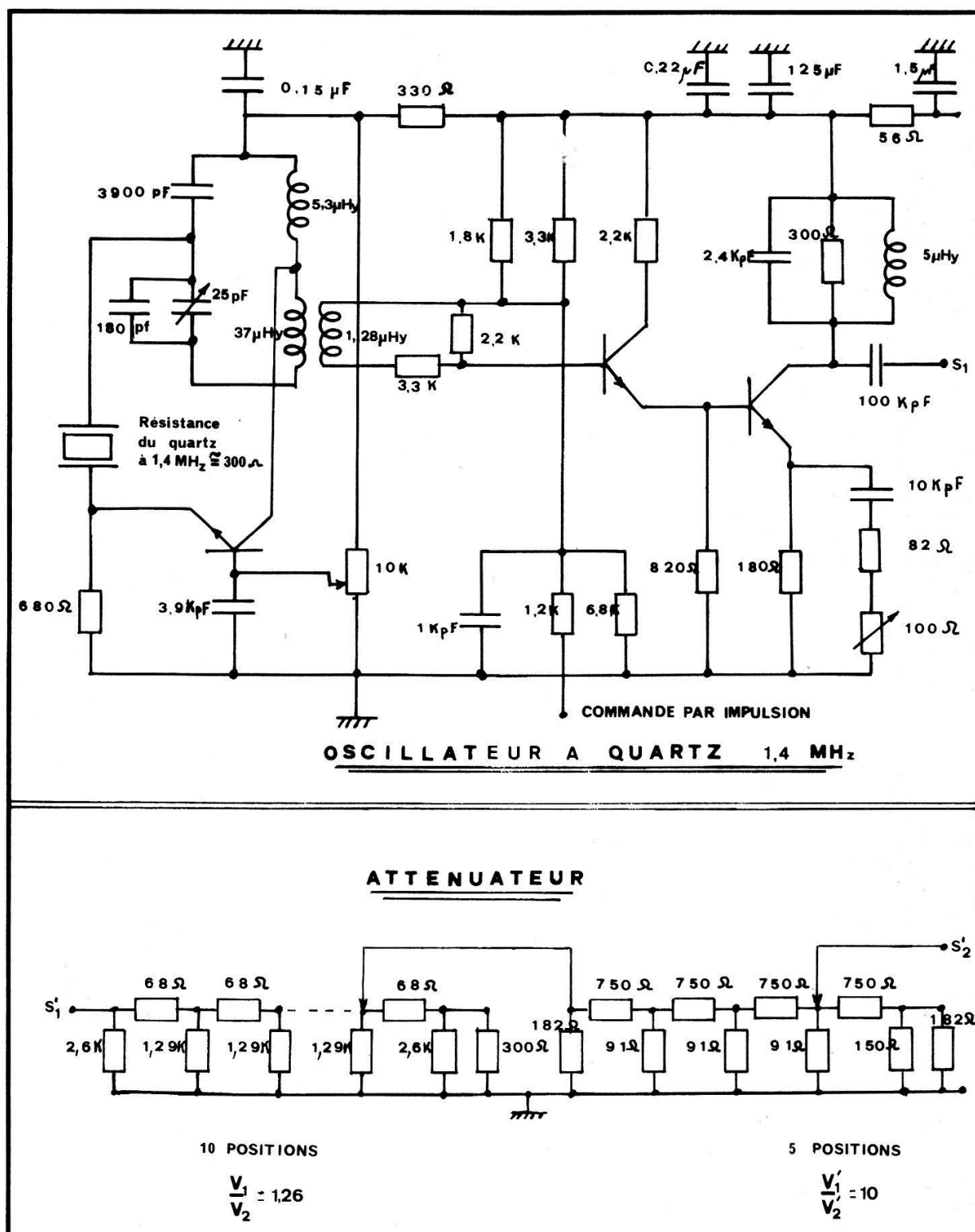


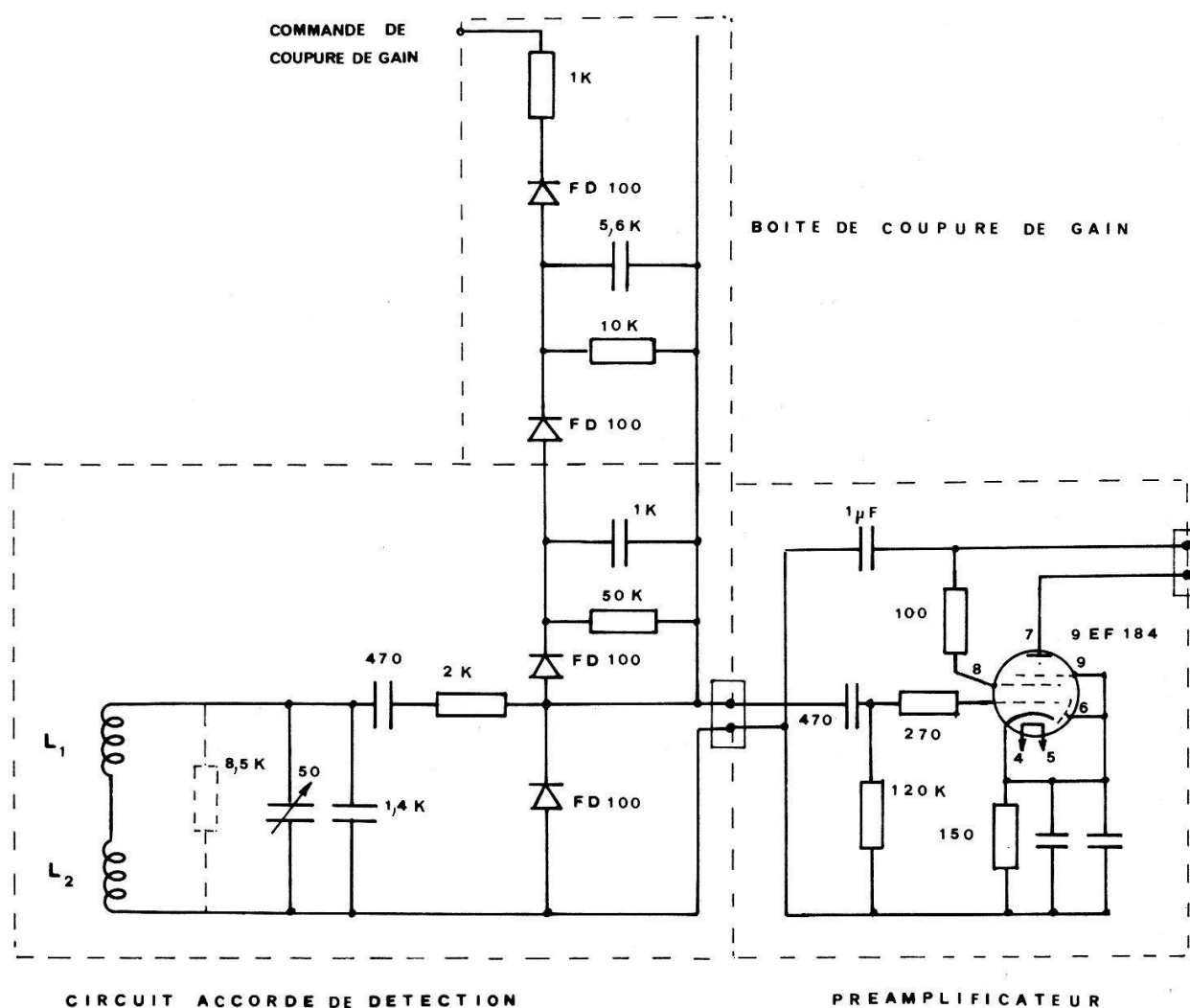
Figure 5  
Oscillateur à quartz 1,4 MHz et atténuateur.

en série avec la bobine, ont pour effet de couper totalement le courant dans le circuit lorsque l'émission de  $B_1$  n'est pas commandée, c'est-à-dire lorsque la tension reste inférieure au seuil de ces diodes.

3) *Détection de la précession libre du moment magnétique résultant.* Nous avons utilisé une paire de bobines en plexiglas de 5 cm de diamètre de bobinage (6 spires en fil

de Litz par bobine) présentant une très faible surface latérale sur l'un des côtés (côté par lequel la lumière de pompage peut pénétrer vers l'échantillon). Elles sont placées en position de Helmholtz d'axe perpendiculaire à l'axe des bobines d'émission et à l'axe du champ magnétique  $B_0$ . Un condensateur variable permet d'accorder le circuit à la fréquence de 1,4 MHz avec un facteur de qualité  $Q = 120$ . Le signal est amplifié tout d'abord par un préamplificateur situé directement au bas du montage mécanique de la tête de mesure puis par deux amplificateurs accordés avant d'entrer dans un mélangeur. La tension de référence du mélangeur est donnée par un oscillateur Schlumberger FS 30 piloté par quartz, de stabilité de fréquence supérieure à  $10^{-7}$  par jour et de grande stabilité d'amplitude. Le signal de sortie du mélangeur à la fréquence différence  $f = 5640$  Hz est amplifié par un amplificateur sélectif de bande passante 780 Hz. Il est observé sur un oscilloscope et après avoir passé dans un amplificateur-redresseur sur un enregistreur rapide, dont la fréquence critique de coupure est  $f_c = 450$  Hz.

4) *Organe de synchronisation.* Bien que les bobines d'émission de champ  $B_1$  soient croisées par rapport à celles de détection, l'émission du pulse de champ  $B_1$  risque de saturer toute la chaîne de détection. Les amplificateurs sélectifs (circuits  $LC$ ) mettant un certain temps pour revenir à l'équilibre, il ne serait pas possible de mesurer le signal de précession libre immédiatement après le pulse.



CIRCUIT ACCORDE DE DETECTION

PREAMPLIFICATEUR

Figure 6

Schéma de commande du gain au premier étage de réception.

Nous avons donc conçu un organe de synchronisation qui coupe le gain de la chaîne de détection et amortit tous les circuits avant la présence du pulse et en rétablit le gain juste après la fin du pulse. La coupure du gain agit :

- sur le circuit oscillant de détection en abaissant le facteur de qualité à l'unité (figure 6),
- sur les deux amplificateurs sélectifs (diminution du gain de l'ordre de 200 par élément, même principe).

Ces coupure de gain sont réalisées à l'aide de diodes FD 100 placées en parallèle sur les circuits oscillants et polarisées dans le sens de conduction pendant la coupure. Le circuit de détection est isolé des parasites pouvant venir de la ligne de commande du gain par deux diodes en connexion avec deux condensateurs (figure 6).

La cinétique de la mesure (figure 7) explique les différentes commandes de l'organe de synchronisation figurant dans le schéma-bloc.

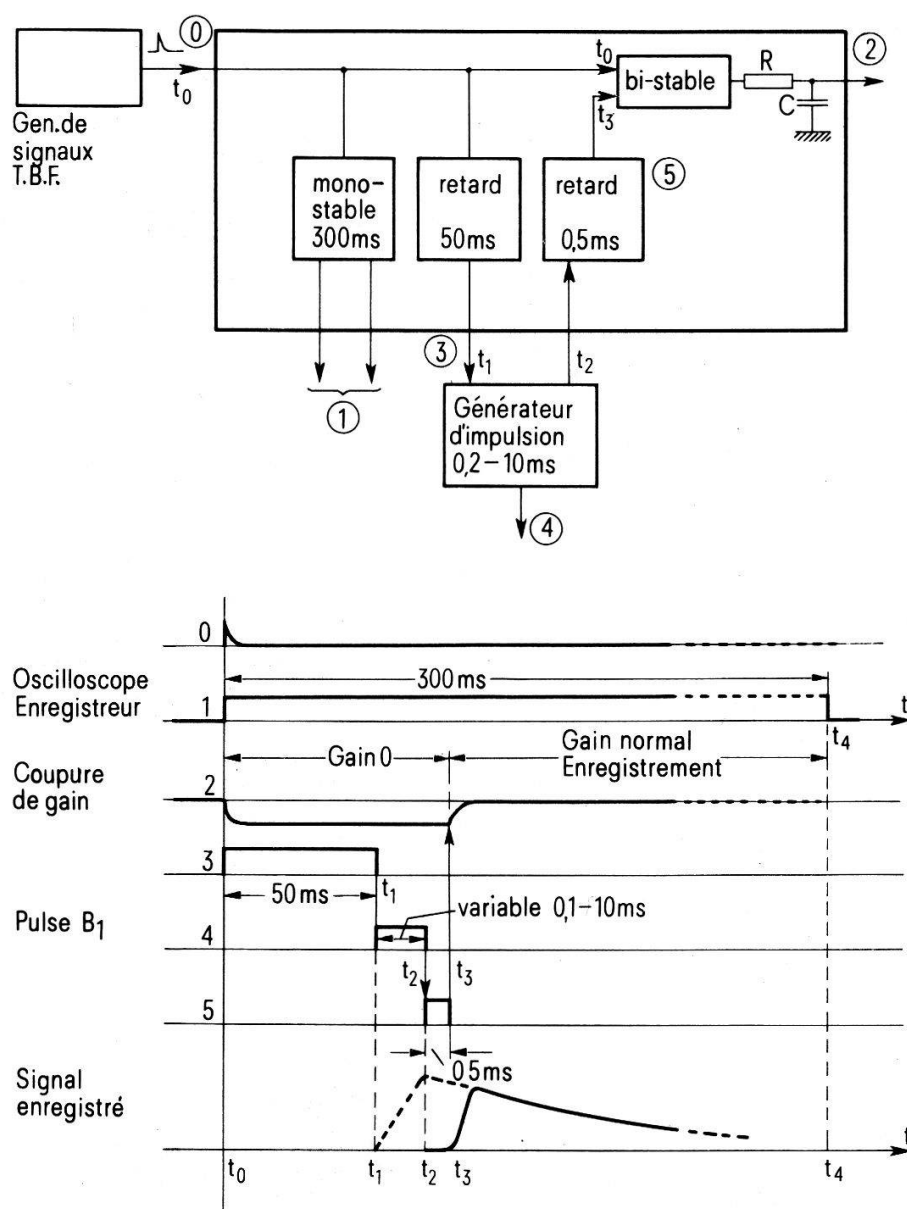


Figure 7  
Organe de synchronisation et diagramme horaire de la mesure.



### II.3. Cinétique de la mesure (voir figure 7)

Au temps  $t = t_0$  où une mesure doit être commencée, une impulsion (ligne 0) provient du générateur très basse fréquence (périodicité: 3 sec à 1 h; ou commande manuelle), qui:

- déclenche le déroulement du papier
- déclenche le balayage de l'oscilloscope } ligne 1
- déclenche la coupure de gain (ligne 2) dans la chaîne d'amplification du système de détection. Un filtre RC rend cette commande de gain suffisamment progressive pour éviter des transitoires.
- déclenche une bascule (ligne 3) d'une durée de 50 ms (temps nécessaire à l'enregistreur pour avoir un déroulement de papier uniforme).

Au temps  $t = t_1$ , cette bascule commande le départ de l'impulsion de durée réglable d'un générateur d'impulsion (0,2 msec à 10 msec), ligne 4. Cette durée représente le temps pendant lequel le champ transverse  $B_1$  est appliqué.

Au temps  $t = t_2$ , c'est-à-dire à la fin de cette dernière impulsion, une nouvelle bascule (ligne 5) détermine un retard de 0,5 msec, durée qui permet au champ  $B_1$  de disparaître avant le réenclenchement du gain de la chaîne d'amplification à l'instant  $t = t_3$ .

Au temps  $t = t_4$ , le déroulement du papier s'arrête, le temps étant calculé de manière à ce que tout le signal puisse être enregistré (environ 0,3 sec).

### II.4. Calcul théorique du rapport signal/bruit

L'échantillon sphérique est placé au centre des bobines d'émission et de détection. Un pulse de champ  $B_1$  incline le moment magnétique résultant d'un angle  $\alpha$  par rapport à  $B_0$ . Il apparaît un moment transverse

$$M(t) = M_0 \sin \alpha \cdot \cos \omega_0 t.$$

En supposant l'échantillon sphérique, la tension induite dans les bobines de diamètre  $D$  et de nombre total de spire  $N$  est égale à:

$$V_s = V_{\text{ind. eff.}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0 M_0 \mu_0 \frac{N}{D \cdot \beta} \sin \alpha.$$

$\beta$  est un coefficient de forme de la bobine;  $\beta = 1,95$  dans le cas de bobines en position de Helmholtz.

La valeur quadratique moyenne de la tension de bruit vaut

$$\overline{V_b^2} = 4kT \Delta f_{\text{eq}} r_s = 4kT \Delta f_{\text{eq}} \frac{\omega_0 L}{Q}$$

où  $r_s$ ,  $L$  et  $Q$  sont respectivement la résistance série, la self-induction et le facteur de qualité de la bobine. Le rapport signal sur bruit  $S/B$  devient:

$$\frac{S}{B} = \frac{V_s}{\sqrt{\overline{V_b^2}}} = \frac{\mu_0 M_0 \sin \alpha}{\sqrt{8kT \Delta f_{\text{eq}}}} \cdot \sqrt{\frac{N^2 Q \omega_0}{\beta^2 L D^2}}.$$

Nous avons:  $L = \mu_0 N^2 DK$ , où  $K$  est un facteur géométrique ( $K = 0,98$  pour des bobines en position de Helmholtz).

Nous obtenons:

$$\frac{S}{B} = M_0 \sin \alpha \sqrt{\frac{\mu_0 \omega_0}{8kT \Delta f_{\text{eq}}}} \cdot \sqrt{\frac{Q}{D^3 K \beta^2}}$$

ce qui met en évidence l'importance du facteur  $Q$  et du diamètre  $D$ , mais l'indépendance formelle de  $L$ .

Dans notre expérience, nous avons  $\Delta f_{\text{eq}} = 900 \text{ Hz} = 2 \cdot \Delta f_{\text{enreg}}$ , où  $\Delta f_{\text{enreg}}$  est la bande passante de l'enregistreur. Le facteur 2 provient du fait que nous utilisons dans notre système de détection un détecteur linéaire qui est sensible aux deux bandes latérales de part et d'autre de la fréquence  $f_0$  dans le spectre haute fréquence, chacune apporte en effet une contribution indépendant à  $V_{\text{bruit}}^2$ . Il est encore à remarquer qu'il est difficile de diminuer cette bande passante, car les signaux de précession libre ont un temps de décroissance de 2 à 50 msec.

### II.5. Choix de la dimension des bobines de détection et de l'angle de déviation

En pratique, nous ne désirons perdre que 1% de la polarisation lors d'une mesure, afin de pouvoir suivre l'évolution.

Nous avons le choix entre deux méthodes:

- 1) Une paire de bobines en position de Helmholtz entourant tout l'échantillon de  $30 \text{ cm}^3$  à la pression de 1 torr. Le champ transverse  $B_1$  est appliqué pendant une durée telle que le moment magnétique résultant n'effectue qu'une rotation de  $\alpha = 8^\circ$  par rapport au champ  $B_0$ , c'est-à-dire telle que  $\cos \alpha = 0,99$ , produisant une perte de 1% de la polarisation. Par contre, le signal sera proportionnel à  $\sin \alpha = 0,14$ . Nous trouvons pour 1% de polarisation et 1% de perte relative lors de la mesure, un signal sur bruit théorique en tension de:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_1 = 6,4.$$

- 2) Nous pourrions également effectuer la mesure en appliquant un champ magnétique transverse  $B_1$  tel que le moment magnétique effectue un angle  $\alpha = 90^\circ$ , mais en agissant sur 1% de la matière seulement.

Ceci permet d'utiliser des bobines homothétiques 5 fois plus petites que les précédentes ( $D = 10^{-2} \text{ m}$ ) qui n'entourent que 1% du volume total ( $0,3 \text{ cm}^3$ ).

Comme dans le cas précédent, nous aurons une perte relative de 1% de la polarisation initiale, mais le rapport signal sur bruit calculé à partir de la formule de base ne sera que de:

$$\left(\frac{S}{B}\right)_2 = 1.$$

Ce deuxième cas est donc moins favorable. Toutefois, dans cette seconde méthode, le volume intervenant dans la mesure est plus petit, donc moins sensible aux inhomogénéités de champ  $B_0$ . Le temps de précession libre  $T_2^*$  déterminé par ces inhomogénéités [3], sera plus long, ce qui permettrait de diminuer la bande passante, donc

d'augmenter un peu ce rapport  $S/B$ . La difficulté intervient dans le choix de la position de ce petit volume (protubérance de l'échantillon) par rapport à la géométrie du champ  $B_0$ , aucune partie de l'échantillon ne devant subir une inhomogénéité à cause de l'effet relaxant de ces dernières (voir plus loin).

La première méthode, qui a été choisie, nous offre la possibilité, lors de la recherche de signaux, d'obtenir des signaux plus importants en acceptant de perdre une partie plus grande de la polarisation de l'échantillon.

## II.6. Comparaison avec l'expérience

Il n'a pas été possible d'éliminer entièrement les perturbations fournies par les alimentations à thyristors des bobines produisant le champ magnétique  $B_0$ . Un enregistrement de la tension de bruit en absence de signal devient environ 4 fois plus important lorsque les bobines de champ magnétique sont alimentées. Ainsi, le rapport  $S/B$  pratique sera 4 fois inférieur à la valeur théorique calculée ci-dessus. Ce résultat a été vérifié à l'aide de signaux équivalents dûs aux protons dans  $0,55 \text{ cm}^3$  d'eau polarisés par le champ  $B_0$ . Nous avons trouvé un rapport  $S/B$  de 7 pour  $\alpha = 90^\circ$ , la valeur théorique corrigée pour le bruit des thyristors étant pour ce cas de 6,5.

## II.7. Signaux de $\text{He}^3$ et détermination du taux de polarisation

Nous avons déterminé le taux de polarisation en comparant les signaux de  $\text{He}^3$  avec ceux d'un échantillon d'eau. Nous appliquons dans les deux cas une impulsion de champ transverse  $B_1$  identique en amplitude et en durée. Pour de petits angles du moment magnétique produit par ce pulse, cette méthode ne nécessite pas la connaissance de la valeur absolue de l'amplitude du champ magnétique transverse  $B_1$ . Les angles de déviations seront dans le rapport des facteurs gyromagnétiques  $\gamma$ . D'autre part, on peut facilement montrer qu'à  $20^\circ\text{C}$ , le moment résultant de  $30 \text{ cm}^3$  de  $\text{He}^3$  à 1 torr et polarisé à 1 % est le même que le moment d'équilibre des protons dans  $1 \text{ cm}^3$  d'eau à 330 Gauss (champ de résonance du proton pour  $\omega_0 = 1,4 \text{ MHz}$ ).

Dans ces conditions ainsi fixées, un échantillon d'eau d'un volume de  $21,1 \text{ cm}^3$  (le temps de précession libre déterminé par les inhomogénéités de  $B_0$  est alors comparable à celui de l'échantillon de  $30 \text{ cm}^3$  de  $\text{He}^3$ ) donne un signal de:  $S_{\text{eau}} = 15,5 \text{ mm}$ . D'autre part, l'échantillon de  $\text{He}^3$  de  $30 \text{ cm}^3$  à la pression de 3 torr polarisé pendant 30 minutes donne un signal de:  $S_{\text{He}^3} = 31,5 \text{ mm}$ .

D'après la correspondance énoncée ci-dessus, le taux de polarisation  $P$  de l'échantillon est de:

$$P = \frac{S_{\text{He}}}{S_{\text{eau}}} \cdot \frac{\gamma_{\text{eau}}}{\gamma_{\text{He}}} \frac{V_{\text{eau}}}{P_{\text{He}}} = \frac{31,5 \cdot 2,675 \cdot 21,5}{15,5 \cdot 2,04 \cdot 3} = 0,19$$

ou 19%. Dans cette mesure, c'est la pression qui introduit l'imprécision la plus importante, car elle est généralement mal connue ( $\pm 10\%$ ), à cause de l'opération de scellement.

La figure 8 reproduit deux enregistrements.

Le temps de précession libre  $T_2^*$  est de 2 à 50 ms; cette valeur est beaucoup plus faible que le temps de relaxation transverse  $T_2 \cong T_1$  qui est de quelques heures (voir paragraphe II.8). Ceci est principalement dû à l'inhomogénéité du champ  $B_0$  qui introduit une perte de cohérence des atomes précessionnants. Dans le gaz la diffusion

rapide des atomes atténue un peu ce phénomène en moyennant les écarts de phase; dans un liquide  $T_2^*$  serait encore plus court. Remarquons que tout en augmentant le temps de précession  $T_2^*$ , la diffusion dans un champ inhomogène a un effet relaxant et diminue  $T_1$  et  $T_2$  (qui restent toutefois de plusieurs centaines de secondes). Cet effet est analysé sous II.9.

Une autre cause de diminution du temps de précession est la contre/réaction due au circuit de mesure [3]. Dans notre cas, elle réduit le temps de précession à 0,5 s et peut être négligée.

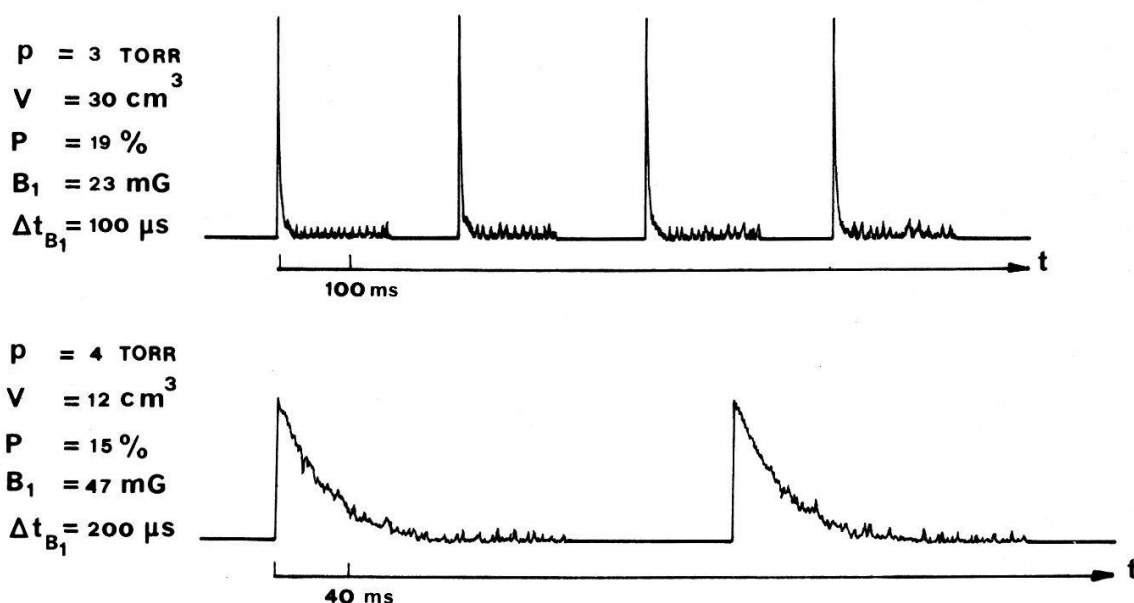


Figure 8  
Enregistrement de signaux de  $\text{He}^3$ .

### II.8. Mesure du temps de relaxation longitudinal $T_1$

Après polarisation de la cellule, nous coupons la décharge ainsi que l'émission de la lampe de  $\text{He}^4$ .

La mesure de la valeur de  $T_1$  s'effectue par des mesures du taux de polarisation de la cellule en fonction du temps. Entre les mesures, nous coupons l'amplificateur de puissance de l'émission afin de supprimer totalement tout champ transverse  $B_1$  qui pourrait, à la longue, perturber la polarisation. Lorsque le taux de polarisation de l'échantillon est suffisamment élevé (supérieur à 10%), la perte de polarisation lors de chaque mesure peut être réduite à environ 1%. En portant dans un diagramme semi-logarithmique l'intensité des signaux en fonction du temps, on obtient une droite dont la pente permet de déterminer la valeur de  $T_1$ , avec une précision de  $\pm 5\%$ . Dans nos expériences concernant la relaxation de l'hélium-3 sur les surfaces du récipient les temps de relaxation mesurés se situaient en général entre  $10^3$  et  $2 \cdot 10^4$  sec (voir travail suivant [12]).

Dans l'application pratique on peut rencontrer les difficultés suivantes:

- Lorsque  $T_1$  est inférieur à 10 sec: Chaque mesure du taux de polarisation prend environ 1 sec. Aussi pour des temps de relaxation inférieurs à 10 sec, la méthode devient difficile d'autant plus que le taux de polarisation initial est alors nécessairement très petit (relaxation pendant le pompage).

- b) Lors  $T_1$  est supérieur à 1 heure : Dans ce domaine, le problème de la relaxation par inhomogénéité de champ magnétique peut commencer à intervenir.

### II.9. Relation par inhomogénéité de champ

En se basant sur les travaux de Kleppner, Goldenberg et Ramsey [13] et sur d'autres travaux [14] et [15], nous pouvons dire que ce processus de relaxation provient essentiellement du fait qu'une particule ayant initialement son moment magnétique parallèle au champ local peut, après diffusion rapide, voir un champ local non parallèle. Cela revient à considérer que la particule subit des fluctuations de champ magnétique transverse qui, dans leur développement spectral, ont une composante à la fréquence de Larmor pouvant induire des transitions entre les niveaux Zeeman. Ainsi, les inhomogénéités de champ provoquent une perte de la polarisation du système.

Nous avons la relation suivante [12] :

$$\frac{1}{T_1} = \frac{2}{3} \gamma^2 G^2 \overline{V^2} \frac{\tau_c}{\omega_0^2 (\omega_0^2 \tau_c^2 + 1)}.$$

Avec :

$$\gamma B_0 = \omega_0;$$

$\gamma$  = rapport gyromagnétique;

$G^2$  = somme des carrés des gradients de  $B_x$  et  $B_y$  :

$$G^2 = \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_x}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_y}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_y}{\partial z} \right)^2;$$

$\tau_c$  = temps de corrélation = temps moyen entre deux chocs pour une particule donnée;

$\overline{V^2}$  = vitesse quadratique moyenne.

Pour l'He<sup>3</sup> nous avons :  $\gamma = 2,04 \cdot 10^4$  rad/s.Gauss;  $\overline{V^2} = (1,3 \cdot 10^5 \text{ cm/s})^2$  et  $\tau_c = 10^{-7} \cdot (1/p)$ , ( $p$  en torr,  $\tau_c$  en s) à 20°C.

Nous obtenons la relation suivante :

$$T_1 = \left( 1,6 \cdot 10^{-3} p + 6,7 \cdot 10^{-9} B_0^2 \cdot \frac{1}{p} \right) \cdot \left( \frac{B_0}{\frac{dB_0}{dx}} \right)^2.$$

$T_1$  en s,  $p$  en torr,  $B_0$  en Gauss,  $x$  en cm.

Afin d'estimer la contribution apportée par cette relaxation, les figures 9 et 10 représentent le temps de relaxation  $T_1$  en fonction de la pression et du champ magnétique  $B_0$  dans le cas d'un gradient de champ de valeur relative constante par rapport à  $B_0$  et dans le cas d'un gradient de champ magnétique fixe en valeur absolue. Nous avons vérifié cette théorie par l'expérience.



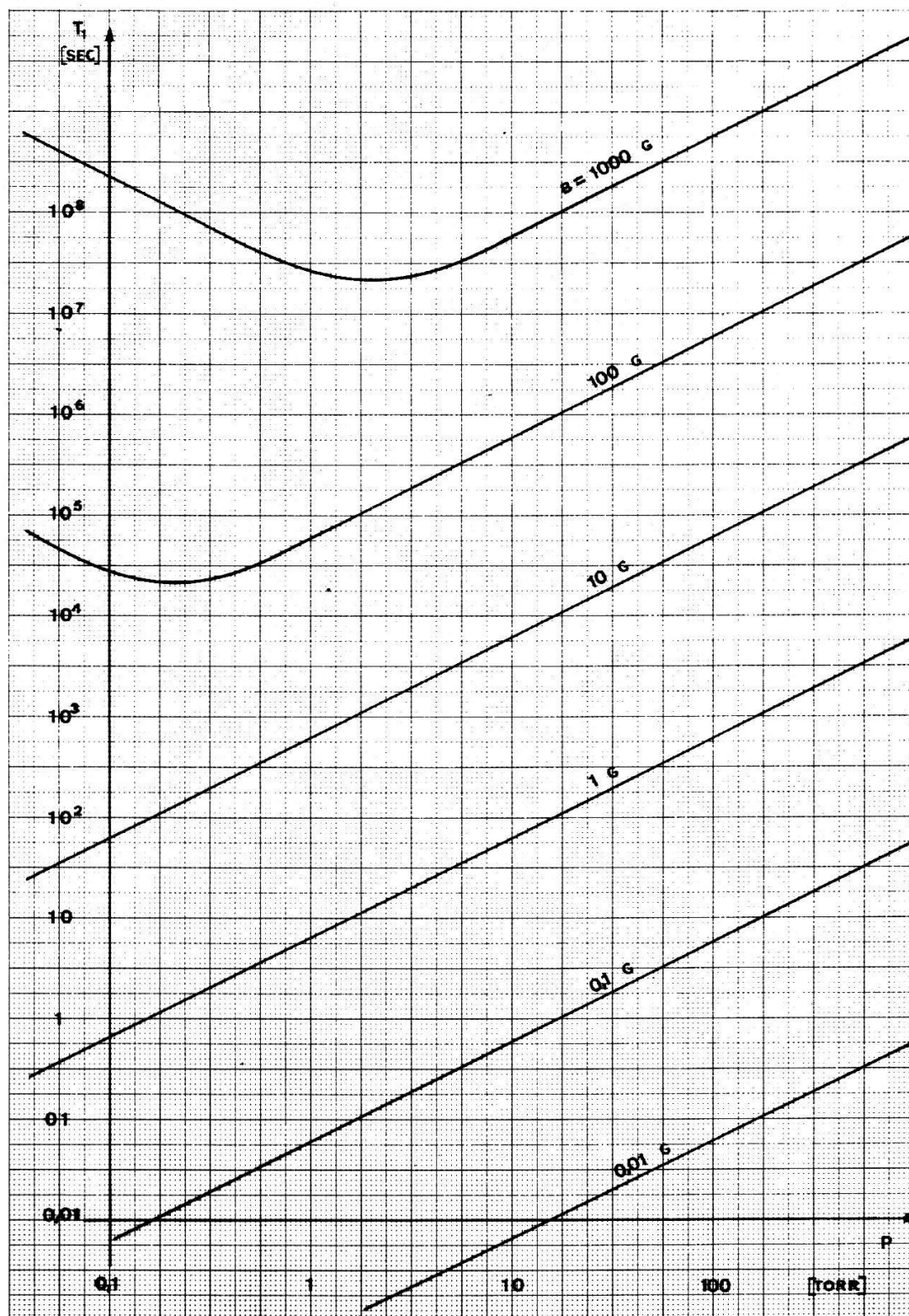


Figure 9  
Temps de relaxation  $T_1$  en fonction de la pression et du champ magnétique pour le cas d'un gradient de champ de valeur fixe de 10 mG/cm.



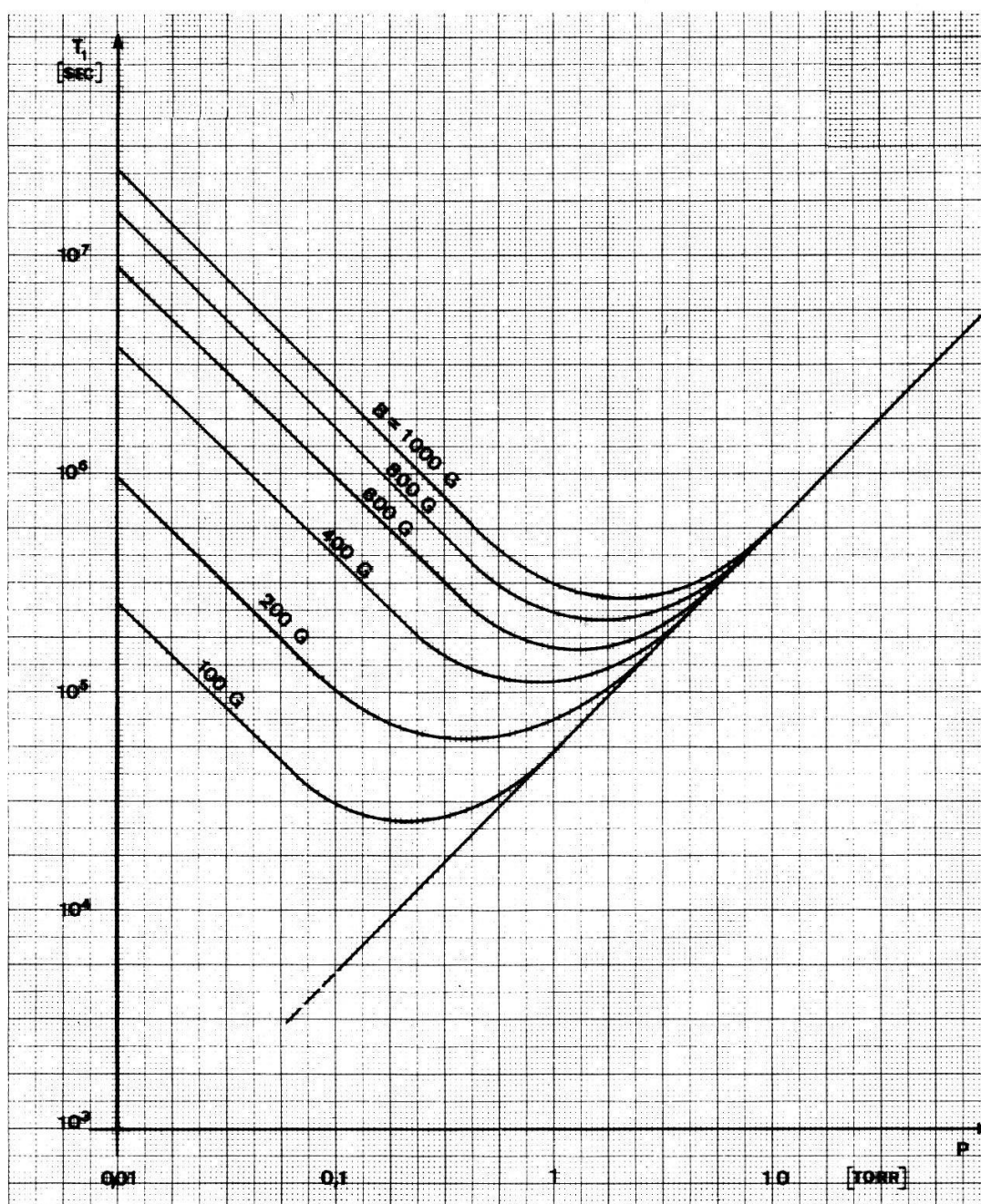


Figure 10

Temps de relaxation  $T_1$  en fonction de la pression et du champ magnétique dans le cas d'un gradient de champ de valeur relative constante de  $10^{-4}\text{cm}^{-1}$ .

### II.10. Considérations sur la mesure du temps de relaxation transverse $T_2$

Il serait très intéressant de mesurer  $T_2$  car la connaissance de sa valeur comparée à celle de  $T_1$  permettrait de mieux comprendre le processus de relaxation ( $T_2$  dépend d'autres composantes dans le spectre de fréquences des perturbations relaxantes et le rapport  $T_2/T_1$  peut révéler le type d'interaction responsable). Mais nous avons vu que les inhomogénéités de l'ordre de 10 mG réduisant  $T_2^*$  à environ 40 ms. Pour diminuer cet effet, il faudrait travailler avec un champ très homogène ( $\pm 0,01$  mg) et utiliser un petit échantillon où chaque atome subit plusieurs fois par seconde tous les champs présents (rétrécissement par mouvement). On arriverait ainsi à  $T_2^* \geq 100$  s. Or, dans ce cas, c'est la contre-réaction du circuit de mesure qui limite  $T_2^*$  à environ 1 s. Pour

déterminer  $T_2$  dans ces conditions, il faut appliquer  $B_1$  et laisser précessionner le moment avec le circuit de détection désaccordé. Puis on accorderait le circuit après le temps  $\tau$  pour observer le moment transverse restant à cet instant (en le détruisant en une seconde). En répétant l'expérience avec  $\tau$  croissant, on mesurerait  $T_2^*$  due à l'inhomogénéité ou à toute autre cause plus efficace, par exemple une surface relaxante.

### III. Conclusion

La polarisation nucléaire de l'hélium-3 est réalisée par transfert de polarisation lors de collisions avec des atomes métastables  $^3S_1$  créés par une faible décharge et pompés optiquement dans un faible champ magnétique  $B_0$ . On réalise assez couramment des polarisations de 10–20% dans le gaz de pression 3 torr.

Le temps de relaxation de cette polarisation doit être mesuré après extinction de la décharge et de la lumière de pompage. Une méthode de précession libre après une faible impulsion de champ alternatif transverse à la fréquence de Larmor a été développée. Elle permet de mesurer la polarisation avec une perte relative inférieure à 1% de celle-ci, tout en maintenant un bon rapport signal sur bruit. Les temps de relaxation  $T_1$  étant de l'ordre de  $10^3$  à  $10^5$  s, il est facile de les mesurer en effectuant quelques mesures au cours du temps. Cette technique est applicable pour  $T_1 > 10$  s.

La relaxation intrinsèque du gaz est extrêmement faible et la relaxation observée est généralement due aux collisions avec la surface. L'application à l'étude des surfaces, qui est le but de cet appareillage, est présentée dans un autre travail (article suivant [12]).

Une deuxième source importante de relaxation est l'inhomogénéité du champ  $B_0$ . Les deux figures 9 et 10 permettent d'en discuter l'importance.

### Remerciements

L'auteur est heureux de pouvoir exprimer sa profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur J.-P. Borel pour l'intérêt bienveillant et le soutien constant qu'il lui a toujours témoignés, ainsi que pour les moyens qu'il a mis à sa disposition.

Ses sincères remerciements vont également à Monsieur le Professeur P. Cornaz pour toutes les discussions éclairantes et les conseils précieux qu'il a constamment donnés.

Ses remerciements vont enfin à tous ses camarades, aux mécaniciens et en particulier à Messieurs H. Rieben et G. Francfort.

Ce travail a été réalisé grâce à l'aide matérielle du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique, auquel nous tenons à exprimer notre reconnaissance.

### RÉFÉRENCES

- [1] F. D. COLEGROVE et P. A. FRANKEN, *Phys. Rev.* **119**, 680 (1960).
- [2] H. MCCALL et T. R. CARVEN, *Phys. Rev. Letters* **19**, 485 (1967).
- [3] A. ABRAGAM, *Les principes du magnétisme nucléaire* (Bibliothèque des Sciences et Techniques, 1961).
- [4] P. CORNAZ, *Helv. Phys. Acta* **38**, 813 (1965).
- [5] R. A. BERNHEIM, *Optical Pumping (an Introduction with some Reprints)* (W. A. Benjamin Inc. 1965).
- [6] J. A. POPLE, W. C. SCHNEIDER et H. J. BERNSTEIN, *High-Resolution Nuclear Magnetic Resonance* (McGraw-Hill 1959).

- [7] F. D. COLEGROVE, G. K. WALTERS et L. D. SCHEARER, *Phys. Rev. Letters* **8**, 439 (1962).
- [8] G. W. WALTERS, F. D. COLEGROVE et L. D. SCHEARER, *Phys. Rev.* **132**, 2561 (1963).
- [9] J. G. GANIÈRE, Thèse, 1970, EPFL.
- [10] R. S. TIMSIT et J. M. DANIELS, *Canadian Journal of Physics* **49**, 545 (1971).
- [11] J. G. GANIÈRE et P. CORNAZ, à paraître dans *Rev. Sci. Instr.*
- [12] J. G. GANIÈRE, *Helv. Phys. Acta*, mettre la référence de l'article suivant (No. 110): Relaxation nucléaire de  $\text{He}^3$  gazeus article suivant.
- [13] D. KLEPPNER, H. M. GOLDENBURG et N. F. RAMSEY, *Phys. Rev.* **126**, 603 (1962).
- [14] R. L. GAMBLIN et T. R. CARVEN, *Phys. Rev.* **138**, A946 (1965).
- [15] P. CORNAZ, Rapport interne Laboratoire d'Optique Physique, EPFL.