

Etude de la relaxation magnétique de
l'Hélium 3 polarisé gazeux

Jean-Christophe PAIN

Juin-Juillet 1996

Remerciements :

Ce stage a été effectué au laboratoire Kastler-Brossel, au département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Il constitue mon premier contact avec le monde de la recherche.

Je tiens à remercier tout particulièrement Geneviève Tastevin, qui a inspiré et dirigé ce travail avec une grande attention.

Mes remerciements vont également à Pierre-Jean Nacher pour son aide permanente et ses patientes explications.

Tous deux ont su, grâce à leurs compétences scientifiques, leur expérience et leur gentillesse, faire de cette première expérience une réussite certaine, rendant plus grande encore ma passion pour la Physique.

Contents

1	Les bobines de Helmholtz :	4
1.1	Détermination des paramètres :	5
1.2	Vérification de l'homogénéité du champ :	6
1.3	Courbe d'étalonnage champ-intensité :	7
1.3.1	Mesure de la fréquence de Larmor :	7
1.3.2	Pour les bobines construites :	8
1.3.3	Pour des bobines existantes :	9
2	Le dispositif expérimental :	9
2.1	Production d'Helium 3 polarisé :	9
2.1.1	Le pompage optique laser :	9
2.1.2	Construction d'un circuit de décharge :	10
2.1.3	Le laser employé :	11
2.2	Détection de la polarisation :	11
2.3	Le schéma du montage :	12
2.4	Liste du matériel utilisé :	12
3	Mesure du temps de relaxation :	12
3.1	La relaxation :	12
3.1.1	Les différents types de relaxation :	12
3.1.2	La relaxation en volume dans un champ inhomogène :	13
3.1.3	Expression de la polarisation :	15
3.2	Mesure décharge allumée :	15
3.2.1	Méthode expérimentale :	15
3.2.2	Résultats :	15
3.3	Mesure décharge éteinte :	16
3.3.1	Méthode expérimentale :	16
3.3.2	Résultats :	16
3.3.3	Comparaison avec les grandes bobines :	17
3.4	Confrontation avec le calcul :	17
3.4.1	Projection de la carte de champ sur les modes de diffusion :	18
3.4.2	Expression et valeur de T_1 :	23
3.4.3	Travail effectué :	23

Résumé

La recherche médicale s'intéresse de plus en plus à l'emploi de l'Hélium 3 polarisé en imagerie médicale par résonance magnétique. Cependant, cette nouvelle perspective se heurte à des problèmes techniques difficiles, comme la relaxation des moments magnétiques, que l'équipe de recherche sur les gaz polarisés de l'ENS s'efforce de résoudre.

L'objectif de mon stage est de contribuer à maximiser les temps de relaxation longitudinale T_1 dans l'Hélium 3 polarisé gazeux au cours de son transport du lieu de production jusqu'à un centre de recherche médicale. A cet effet, j'ai construit une paire de bobines de Helmholtz de 13 cm de rayon et produisant un champ magnétique relativement bien homogène d'une valeur de quelques Gauss ($1\text{G}=10^{-4}\text{ T}$). J'ai alors obtenu des temps de relaxation de l'ordre de 7 min. pour une cellule d'Hélium 3 pur à une pression de 0.4 torr (1 torr=1 mm de Mercure et 760 mm de Mercure=1 atm.). Les montages et la technique pour déterminer T_1 sont décrits dans ce rapport. J'ai également caractérisé, de la même façon, une autre paire de bobines, de rayon 17 cm cette fois, destinée à une autre expérience : le pompage optique du Xénon. Afin de mieux caractériser ces bobines, j'ai tracé, à l'aide d'une mesure de la fréquence de Larmor, la courbe donnant le champ total dans la bobine (compte tenu du champ magnétique terrestre), en fonction de l'intensité du courant circulant dans les spires.

Enfin, le processus de relaxation qui nous intéresse est dû aux gradients de champ magnétique, et le temps de relaxation est inversement proportionnel au gradient relatif au carré $(\frac{\delta B}{B})^2$ du champ des bobines. J'ai obtenu l'expression exacte de T_1 dans le cas particulier de la géométrie de mon système : elle fait intervenir à la fois les composantes transverses du champ des bobines et les modes solutions de l'équation de diffusion des atomes dans la cellule (qui ne sont pas calculables analytiquement). J'ai donc entrepris un calcul numérique afin de comparer prévisions théoriques et résultats expérimentaux. Je n'ai pas eu le temps de terminer, mais je présente ici le calcul et quelques éléments essentiels du programme déjà opérationnels.

J'ai d'autre part construit un petit transformateur, indispensable pour provoquer la décharge radiofréquence responsable du peuplement des niveaux correspondant à des états métastables pour le pompage optique.

Introduction

L'équipe de l'ENS développe un nouveau projet de recherches visant à permettre la production d'échantillons gazeux d'Hélium 3 dense et très polarisé en vue d'applications médicales.

L'atome d'Hélium possède deux isotopes : l'Hélium 4 et l'Hélium 3, d'abondance très inégale dans la nature (1.3×10^{-4} d'Hélium 3 par rapport à l'Hélium 4). L'Hélium 4 ne possède pas de spin nucléaire ($I=0$), alors que l'Hélium 3 a un spin nucléaire $I=1/2$. Ce dernier peut de ce fait être utilisé pour faire de l'imagerie par résonance magnétique nucléaire (IRM). La résolution des images est très bonne (de l'ordre du mm) [1] et permet de visualiser les voies respiratoires qui sont essentiellement inaccessibles à l'IRM traditionnelle, qui opère sur les protons de l'eau et des corps gras que contiennent les tissus organiques. Des applications cliniques évidentes à ce stade concernent la pneumologie (mesure locale de ventilation, investigations préopératoires en chirurgie thoracique, diagnostic de maladies conduisant à des obstructions pulmonaires chroniques,...). Mais pour effectuer de la RMN, il faut que le gaz soit polarisé : c'est-à-dire qu'il faut qu'il possède une aimantation macroscopique. Cela revient, dans le cas de l'Hélium 3, à créer une différence de population dans les sous-niveaux $m_I=1/2$ et $m_I=-1/2$ de l'état fondamental 1S_0 . La polarisation obtenue est une polarisation hors d'équilibre. L'énergie typique de séparation de ces sous-niveaux dans les champs que j'utilise (de l'ordre de quelques Gauss) est de l'ordre du centième de millikelvin, et à l'équilibre thermique la polarisation est quasi-nulle. Si on crée une différence de population entre les sous-niveaux Zeeman différente de celle associée à l'équilibre, il se produit alors un phénomène de relaxation de l'aimantation vers la valeur zéro. Il faut donc lutter contre les processus de relaxation, en particulier quand, une fois la polarisation produite, on envisage le transport de la cellule contenant l'Hélium du laboratoire de l'ENS jusqu'à un centre de recherche médicale. Il existe plusieurs causes de relaxation ; celle contre laquelle nous essayons de lutter ici est due aux gradients de champ magnétique statique. Une solution particulièrement simple consiste à utiliser un système de bobines de Helmholtz. On m'a proposé de construire et de caractériser un tel système.

Dans un premier temps, j'expliquerai la construction des bobines de Helmholtz en question. Je détaillerai ensuite les principes de production et de détection de la polarisation. Je présenterai enfin la caractérisation complète des bobines, notamment la mesure du temps de relaxation longitudinale et la détermination de son expression théorique, ainsi que les principaux éléments de son calcul numérique.

1. Les bobines de Helmholtz :

Il est plus commode de choisir un système de bobines de Helmholtz plutôt qu'un solénoïde, car il est plus difficile d'accéder au centre du solénoïde pour y placer la

cellule et y effectuer tous les tests de caractérisation in situ, d'autant que celui-ci doit être suffisamment long pour fournir un champ homogène.

Les échantillons d'Hélium 3 utilisés pour le test sont contenus dans des cellules cylindriques de verre Pyrex de 5 cm de longueur et de 5 cm de diamètre.

1.1. Détermination des paramètres :

Les bobines de Helmholtz sont deux bobines identiques, coaxiales et distantes de leur rayon. Elles sont parcourues par un courant de même intensité et de même sens. Le champ magnétique obtenu est homogène à l'ordre 4 en z (coordonnée suivant l'axe des bobines, l'origine étant prise sur l'axe à une distance de chaque bobine égale à la demi-distance entre les bobines) sur l'axe au voisinage du centre de symétrie du système, ce qui nous donne de bonnes raisons d'espérer un champ suffisamment homogène sur tout le volume d'une cellule.

Le champ créé sur l'axe par les bobines de Helmholtz est le suivant [2] :

$$B = \mu_0 \frac{NI}{4R} \left\{ \left[1 + \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{R} \right)^2 \right]^{-3/2} + \left[1 + \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{R} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\}$$

où I est l'intensité du courant dans les spires,

N le nombre total de spires,

R le rayon des bobines,

et μ_0 la perméabilité du vide.

Si on fait un développement du champ, on a, à l'ordre zéro le long de l'axe en $z \ll R$:

$$B(\text{Gauss}) \approx 0.45 \frac{NI(\text{A})}{R(\text{cm})}$$

où R le rayon des bobines est exprimé en centimètres.

Pour des raisons d'encombrement dues à l'utilisation des bobines pour certaines expériences dont le contenu déborde du cadre strict de ce sujet, le rayon des bobines ne doit pas excéder 19 cm.

Comme je l'expliquerai dans la dernière partie, les temps de relaxation sont inversement proportionnels au gradient relatif au carré $(\frac{\delta B}{B})^2$ du champ [3] .

Si on arrive à créer un champ 5 fois plus important que le champ terrestre, c'est-à-dire un champ de 3 G , et si on ne dégrade pas trop les gradients dans la pièce, qui sont de 2.10^{-3} G / cm, alors on multiplie le temps de relaxation par 25.

Avec un rayon de 13 cm, un nombre de spires $N = 2 \times 30 = 60$, et un courant de 1 A, on obtient un champ de 2 Gauss. Le fil est un fil de cuivre recouvert

de vernis de diamètre 1.5 mm. D'autre part, nous ne pouvons utiliser que des matériaux amagnétiques : les supports des bobines sont en PVC, et reliés par des tiges en laiton (faiblement magnétique). Il faut également faire attention à ce que les fils soient bien torsadés ensemble, de manière à éviter toute boucle de courant (qui créerait des inhomogénéités de champ).

1.2. Vérification de l'homogénéité du champ :

Afin de vérifier qu'une telle paire de bobines donne bien un champ homogène sur tout le volume de la cellule, on peut calculer le champ en tout point par une méthode numérique. Le champ hors d'axe ne peut en effet pas être déterminé par des formules utilisant des fonctions usuelles, mais nécessite de calculer des séries infinies. Du fait de la géométrie cylindrique du problème, on peut tout de même déjà être sûr que le champ est indépendant de l'angle θ des coordonnées cylindriques. Le programme FORTRAN que j'ai utilisé pour le calcul des composantes du champ a été écrit d'après les formules de la référence [4]. Je l'ai remanié pour qu'il soit bien adapté à mon problème (cf listing, annexe 1).

Le principe est le suivant : on considère une spire que l'on découpe en arcs de cercle infinitésimaux d'angle au centre $d\theta$. On calcule le champ créé par un arc de cercle à l'aide des formules de Biot & Savart, et on intègre le tout par rapport à la variable θ pour sommer toutes les contributions. Numériquement, l'intégration se traduit par une sommation discrète.

On a :

$$B_i = (\mu_0 I / 4\pi) N_i, \quad i = x, y \text{ ou } z$$

$$N_i = \sum_j f_i(\theta_j) \delta\theta$$

où θ_j est l'angle polaire qui repère la position d'un j ième point de la spire. Si a est le rayon de la spire :

$$f_x = \frac{az \cos \theta}{r^3}$$

$$f_y = \frac{az \sin \theta}{r^3}$$

$$f_z = \frac{a(a - x \cos \theta - y \sin \theta)}{r^3}$$

où $r^2 = (x - a \cos \theta)^2 + (y - a \sin \theta)^2 + z^2$ représente le carré de la distance d'un point quelconque de coordonnées (x, y, z) au point de la spire de coordonnées $(a \cos \theta, a \sin \theta, 0)$.

Le champ donné par le programme s'exprime en mG / A tours.

Les courbes que j'ai obtenues, qui représentent $(B - B_0)/B_0$ en fonction de z pour différentes valeurs de x , où B_0 est la valeur du champ au centre de symétrie du système sont représentées figure 1.

On remarque que lorsqu'on se place, à 2.5 cm de l'axe pour une valeur de $z = 2.5$ cm (bord de la cellule), le champ a varié de 5 % en valeur relative.

1.3. Courbe d'étalonnage champ-intensité :

1.3.1. Mesure de la fréquence de Larmor :

J'ai effectué une mesure de la variation du champ dans les bobines en fonction de l'intensité du courant qui circule dans les spires. Le principe est le suivant : pendant que la cellule est dans les bobines, c'est-à-dire soumise à un champ B statique que l'on veut déterminer, les moments magnétiques sont alignés dans la direction de ce champ. On applique alors un champ oscillant B_1 transverse, de fréquence ω que l'on fait varier.

Donnons une description classique de l'évolution temporelle de l'aimantation M par l'équation de Bloch:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma M \times (B + B_1)$$

γ est le rapport gyromagnétique de l'atome d'Hélium 3, qui vaut -3.24 kHz / G. Le vecteur aimantation se met alors à précesser autour du champ total (somme vectorielle de B et de B_1). Si on se place dans le référentiel lié au champ tournant (défini figure 2), l'aimantation est soumise à un champ effectif B_{eff} qui est la somme de deux champs : le champ B additionné d'un champ qui lui est colinéaire de norme $\frac{\omega}{\gamma}$ et le champ transverse statique, composante de B_1 (tournant à la fréquence ω dans ce référentiel du laboratoire) (figure 3). Lorsque $\omega = \omega_0$, où ω_0 est la fréquence de Larmor $\omega_0 = -\gamma B$, on dit qu'on est à la résonance, le champ B est complètement compensé par le champ de norme $\frac{\omega}{\gamma}$, et l'aimantation ne précesse plus qu'autour du champ transverse (figure 4). Pour un observateur dans le référentiel statique, la moyenne temporelle de la projection de l'aimantation sur l'axe z défini par B est nulle. Cette description permet de comprendre ce qui se passe à la résonance. Cependant, pour être plus complet et pour comprendre pourquoi l'aimantation est détruite, il faut prendre en compte les phénomènes de pompage optique et de relaxation [5].

On peut également donner une description quantique du phénomène. Lorsqu'on est à la résonance, la transition est saturée, le sous-niveau $m_I=1/2$ se dépeuple

au profit du sous-niveau $m_I = -1/2$ (ou l'inverse) jusqu'à l'équilibre, et la polarisation est tuée. La différence d'énergie entre les deux sous-niveaux étant égale à $\mu g B$, où μ est le magnéton nucléaire et g le facteur de Landé de l'Hélium 3, la condition de résonance s'écrit :

$$\hbar\omega = \mu g B$$

Puisque $\gamma = -\frac{\mu g}{\hbar}$, on a bien :

$$\omega = -\gamma B = \omega_0$$

On a donc accès à la norme du champ B en effectuant une mesure de la fréquence de Larmor. Pour effectuer cette mesure, j'ai construit un petit équipement supplémentaire, qui consiste en un support en altuglas fixé à l'une des bobines sur lequel est fixée, perpendiculairement à l'axe des bobines, une petite bobine destinée à produire le champ oscillant.

L'évolution de l'aimantation se fait en réalité dans le champ résultant de l'addition du champ terrestre et du champ créé par les bobines. Le champ total vaut :

$$B^2 = (B_{T//} + B_0)^2 + B_{T\perp}^2$$

où :

B_0 est le champ produit par le courant I qui circule dans les bobines,

$B_{T//}$ la composante du champ magnétique terrestre parallèle à B_0 et

$B_{T\perp}$ la composante du champ magnétique terrestre orthogonale à B_0 .

On sait de plus que le champ de la bobine est proportionnel au courant, donc on écrit : $B_0 = \alpha I$, ce qui donne :

$$B^2 = \alpha^2 I^2 + 2\alpha B_{T//} I + B_{T//}^2 + B_{T\perp}^2$$

$$B^2 = \alpha^2 I^2 + 2\alpha B_{T//} I + B_T^2.$$

Si on trace B^2 ou $\omega^2 = \gamma^2 B^2$ en fonction de I , on peut donc vérifier que l'on obtient bien une parabole et en déduire, si besoin est, le nombre de spires des bobines.

1.3.2. Pour les bobines construites :

Cette mesure n'a pas été faite dans le cas de mes bobines, puisque je connais a priori leurs caractéristiques.

1.3.3. Pour des bobines existantes :

En revanche, j'ai employé cette méthode pour caractériser une autre paire de bobines de Helmholtz, de rayon 17 cm cette fois, déjà existante et destinée à une autre expérience de pompage optique (sur du Xénon 129), mais dont le nombre de spires était inconnu. La courbe obtenue est représentée figure 5.

En utilisant l'option du logiciel GRAPHER qui donne l'équation de la meilleure parabole $\gamma^2 B^2 = f(I)$ passant par tous les points, on obtient que le coefficient du monôme de degré 2 vaut : $18.0112 \text{ kHz}^2 / \text{A}^2$.

Le nombre total de spires des bobines est donc :

$$N = \frac{17 \times \sqrt{18.0112}}{0.9 \times 3.24} = 26.$$

A l'aide de cette courbe, nous pouvons maintenant prédire quel courant il faut faire passer dans les bobines pour avoir le champ qui nous intéresse.

2. Le dispositif expérimental :

2.1. Production d'Helium 3 polarisé :

2.1.1. Le pompage optique laser :

La méthode de production de la polarisation nucléaire utilisée à l'ENS est le pompage optique, découvert en 1954 par Alfred Kastler (prix Nobel 1966) et appliqué pour la première fois au cas de l'Hélium par F.D. Colegrove, L.D. Schearer et G.K. Walters [6]. Dans son principe, le pompage optique consiste en une absorption-réémission de lumière circulairement polarisée par une vapeur atomique, résultant en un transfert de moment angulaire des photons aux atomes. La structure des premiers niveaux de l'atome d'Hélium 3 est représentée figure 6 .

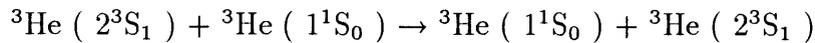
Le niveau métastable 2^3S_1 possède deux sous-niveaux hyperfins $F=1/2$ et $F=3/2$, tandis que le niveau 2^3P comporte cinq sous-niveaux résultant des interactions de structure fine et hyperfine. C'est ainsi que la raie $\lambda=1.083 \mu\text{m}$ correspondant à la transition $2^3S_1-2^3P$ utilisée pour le pompage optique est constituée de neuf composantes (C_1 à C_9) dont les fréquences s'étendent sur une plage d'environ 40 GHz [7] (cf figure 7).

Dans la cellule qui contient l'Hélium 3, on entretient une décharge radiofréquence (RF) faible, qui peuple par collisions électroniques les différents niveaux excités. Bon nombre des atomes excités aboutissent dans le niveau métastable 2^3S_1 dont la durée de vie radiative est de l'ordre de l'heure, et qui n'est en pratique détruit que par collision (principalement sur les parois de la cellule qui contient le gaz). On a ainsi en régime permanent une proportion d'environ un atome dans l'état métastable pour un million d'atomes. La lumière servant à éclairer la cellule par la raie à $1.083 \mu\text{m}$ correspondant à la transition entre le métastable 2^3S_1 et le niveau 2^3P est émise par un laser et polarisée circulairement. La cellule est

placée dans un champ de quelques Gauss , parallèle à la direction du faisceau de pompage. On crée ainsi une orientation électronique dans les niveaux 2^3S_1 et 2^3P , qui amène à son tour une orientation nucléaire par couplage hyperfin.

Les collisions d'échange de métastabilité avec les atomes du niveau fondamental sont trop courtes (de l'ordre de 10^{-12} s.) pour affecter le spin nucléaire : l'orientation acquise se transfère ainsi du niveau métastable 2^3S_1 au fondamental 1^1S_0 [7] (cf figure 6 le diagramme des principaux niveaux d'énergie intervenant lors du pompage et leur durée de vie).

Le bilan des collisions d'échange de métastabilité s'écrit :



et correspond à l'échange par les deux particules de leurs atmosphères électroniques. L'atome fondamental sortant est dans le même état de spin nucléaire que l'atome métastable entrant, tandis que le métastable sortant conserve la polarisation de spin électronique du métastable entrant.

On arrive, ainsi, dans des conditions favorables, à de très fortes polarisations nucléaires dans le fondamental (de l'ordre de 80 %).

Les paramètres qui régissent le cycle de pompage sont la densité des métastables, l'intensité du faisceau de pompage à $1.083 \mu\text{m}$ qui éclaire la cellule et l'efficacité des processus d'échange avec le fondamental.

Dans mes expériences, j'ai obtenu des polarisations de l'ordre de 40-50 % (cf 2. 1. 3.).

2.1.2. Construction d'un circuit de décharge :

Pour créer la décharge RF qui peuple les niveaux correspondant à des états métastables dans la cellule, j'ai utilisé un générateur RF, et construit un circuit de décharge. Ce circuit comporte un transformateur, constitué d'un enroulement primaire d'un seul tour et d'un enroulement secondaire d'une cinquantaine de tours. A la sortie se trouve un condensateur d'une capacité de 10 pF servant à fixer la fréquence de résonance du circuit.

Ce condensateur est avantageusement remplacé par deux condensateurs en série de 20 pF chacun, de manière à ce qu'on puisse relier leur point milieu à la masse. On fixe ainsi le point moyen de la haute tension, c'est-à-dire que l'on obtient une symétrie du circuit par rapport à la masse. Cela permet de minimiser les couplages qui pourraient se produire avec les autres circuits de la pièce. D'autre part, pour minimiser les interférences entre la décharge RF et les composants de la détection optique (décrite dans le prochain paragraphe), le transformateur est enfermé dans une boîte métallique protectrice, jouant le rôle de blindage.

La décharge a parfois besoin d'être amorcée avec un éclateur de Tesla.

2.1.3. Le laser employé :

J'ai utilisé un laser à semi-conducteur : une diode laser délivrant 50 mW à 1083 nm [8]. Dans un gaz d'Hélium 3 pur, ce type de diode suffit à atteindre des polarisations nucléaires de 50 %. La lumière qui sort du laser est polarisée rectilignement. Afin de créer une orientation nucléaire dans les niveaux 2^3S_1 et 2^3P , il faut que la lumière soit polarisée circulairement. On utilise à cet effet une lame $\lambda/4$ en matière plastique anisotrope positionnée de manière à ce que la polarisation de l'onde incidente fasse un angle de $\pi/4$ avec ses lignes neutres.

2.2. Détection de la polarisation :

Pour mesurer la polarisation nucléaire, on utilise une méthode de détection optique : on mesure la polarisation de la lumière émise dans la décharge sur la raie de désexcitation radiative $\lambda = 668 \text{ nm}$. La polarisation circulaire de la lumière est analysée par un polarimètre constitué d'une lame quart d'onde suivie par un cube polarisant séparateur de faisceau. Les faisceaux transmis et réfléchi sont recueillis par des photodiodes identiques qui produisent un courant proportionnel à l'intensité lumineuse reçue. Ces courants sont donc proportionnels aux intensités des lumières polarisées circulaire droite et gauche. Des signaux proportionnels à la somme et à la différence de ces deux courants, Σ et Δ , sont générés à partir d'un montage électronique simple. On doit donc avoir, dans des conditions idéales [9] :

$$\mathcal{P} = \frac{\Delta}{\Sigma}.$$

La fréquence de résonance de la décharge est de quelques MHz, et son amplitude est modulée à une fréquence de l'ordre de quelques kHz. L'intensité lumineuse reçue par la détection optique est donc modulée en amplitude à la même fréquence. Une détection synchrone permet de ne conserver que le signal qui varie à cette fréquence, et donc d'accroître le rapport signal sur bruit. Le support des éléments optiques est peint en noir pour éviter toute lumière parasite, et un filtre interférentiel placé à l'entrée de la boîte de détection optique ne laisse passer que la lumière à 668 nm.

Malgré toutes les précautions prises pour éviter les interférences avec la décharge et la présence de lumière parasite, il subsiste des petites contributions à Σ et à Δ . Ces contributions, appelées Σ_0 et Δ_0 , sont de l'ordre de 2% de Σ et Δ . Etant donné que la polarisation circulaire \mathcal{P} est nulle lorsque $M = 0$, \mathcal{P} nous est donnée par la formule suivante :

$$\mathcal{P} = \frac{\Delta(M) - \Delta_0}{\Sigma(M) - \Sigma_0} - \frac{\Delta(M=0) - \Delta_0}{\Sigma(M=0) - \Sigma_0}.$$

+ Avant de commencer toute mesure de polarisation, la démarche est la suivante : avant d'allumer le laser, on déplace la boîte de détection optique et on regarde quand Σ est maximum sur la détection synchrone. Ayant maximisé Σ , on est sûr alors que la lumière tombe exactement sur les diodes. Puis, on réincline légèrement la détection optique pour que Δ soit nul. On est sûr maintenant que la détection synchrone branchée sur Δ indique bien zéro en l'absence de polarisation.

+ Le taux polarisation nucléaire est proportionnel au taux de polarisation de la lumière émise par la décharge (le coefficient de proportionnalité dépend de la pression, il est parfaitement connu). Pour ce qui est de la mesure du temps de relaxation de l'aimantation, la variation du taux de polarisation optique contient donc toute l'information souhaitée.

2.3. Le schéma du montage :

La figure 8 donne une représentation du montage.

2.4. Liste du matériel utilisé :

Table traçante J.J. Instruments CR 6525

Détection synchrone EG&G Princeton Applied Research Model 5101

Générateur HF à modulation interne fabriqué au laboratoire

Testeur de vide (éclateur de Tesla)

Diode Laser DBR (distributed Bragg reflector) 50 mW à 1.083 μm

Oscilloscope Tektronik 5110

3. Mesure du temps de relaxation :

3.1. La relaxation :

3.1.1. Les différents types de relaxation :

Les fluctuations temporelles du champ magnétique "vu" par le spin nucléaire d'un atome d'Hélium sont susceptibles de provoquer des transitions entre les deux sous-niveaux Zeeman $m_I=+1/2$ et $m_I=-1/2$, donc de conduire à une relaxation de l'orientation macroscopique.

Il existe essentiellement deux types de relaxation :

- La relaxation en volume :

elle peut avoir deux sources principales dans notre cas :

+ lors des collisions entre deux atomes, les spins nucléaires sont couplés par interaction dipôle-dipôle magnétique. La partie "anisotrope" de ce couplage induit une relaxation, dont l'efficacité est cependant considérablement

réduite par le mouvement rapide des atomes. Dans la référence [10] on trouve un ordre du taux de relaxation induite par ce processus sous la forme :

$$\frac{1}{T_1(\text{heures})} = \frac{P(\text{bars})}{817}$$

où P est la pression dans la cellule.

Dans nos conditions expérimentales ($P = 0.4$ torr), ce processus conduit à des temps de relaxation de 65 jours ; nous n'en tiendrons donc pas compte.

+ le mouvement dans le champ magnétique statique, qui en pratique est toujours très imparfaitement homogène, se traduit pour chaque atome par une variation temporelle du champ local perçu. Nous détaillerons plus loin quantitativement l'influence d'un tel processus (cf 3. 1. 2.), conséquence des gradients créés au niveau de la cellule, à la fois par l'environnement magnétique de l'expérience et par la géométrie même de la paire de bobines qui crée le champ statique. Tout se passe comme si l'atome, dans son référentiel propre, voyait un champ électromagnétique fluctuant aléatoirement dans le temps. Le spectre de Fourier de ce champ fluctuant comporte donc des composantes réparties sur une plage de fréquences très grande, et en particulier à la fréquence de Larmor, associée au "basculement" des spins. C'est cette forme de relaxation qui nous préoccupe.

- La relaxation sur la paroi : les origines de la relaxation qui peut se produire sont très diverses. Celle-ci peut être causée par des sites macroscopiques magnétiques (impuretés paramagnétiques logées dans la paroi) ou par des régions entières fortement relaxantes (cela dépend du matériau). La collision entre atomes peut être "faible" (l'orientation nucléaire est peu affectée par la collision) ou au contraire "forte" (toute mémoire de l'orientation nucléaire a disparu lorsque l'atome quitte la paroi). Un atome peut quitter la paroi du point où il l'a rencontrée, au bout d'un temps plus ou moins long (rebond élastique ou "collage"), ou bien se déplacer à la surface de la paroi avant d'être désorbé (gaz à deux dimensions), etc... Cette relaxation à la paroi conduit à des temps relativement longs dans le cas de notre étude [7] : on peut se permettre de négliger sa contribution au taux de disparition de la polarisation.

3.1.2. La relaxation en volume dans un champ inhomogène :

Pour comprendre la relaxation dans un champ inhomogène, il est nécessaire d'étudier l'évolution de la composante M_z de l'aimantation macroscopique d'un gaz confiné dans une cellule ; les atomes sont porteurs de spins nucléaires 1/2 qui interagissent avec un champ magnétique $B(r)$ dont la valeur moyenne B_0 sur la cellule fixe l'axe Oz . Les énergies magnétiques mises en jeu étant négligeables devant les énergies thermiques, on traitera classiquement le mouvement des atomes.

C'est par l'intermédiaire de leur trajectoire (qu'on caractérisera à l'aide de méthodes stochastiques) que le hamiltonien dépend du temps.

On l'écrira :

$$H(t) = \sum \{H_j^0 + (\hbar/2)(\Omega(r).\sigma)\}$$

où H_j^0 est le hamiltonien relatif au champ B_0 pour l'atome j , Ω représente la partie $B - B_0$ du champ en unités de pulsations et σ l'opérateur de Pauli dans l'espace des états d'un spin 1/2. Le détail du calcul qui donne le temps de relaxation est effectué dans l'article [11]. Contentons-nous de rappeler les grandes lignes du calcul et son résultat :

Si on applique la théorie des perturbations dépendant du temps au deuxième ordre, on trouve que l'évolution de la matrice densité sur l'ensemble des atomes s'écrit :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{\hbar^2} \int_0^\infty d\tau [\mathcal{H}_j(t), [U_0(t, t-\tau)\mathcal{H}_j(t-\tau)U_0^\dagger(t, t-\tau), \rho(t)]]$$

où \mathcal{H}_j est la partie perturbante relative à Ω du hamiltonien d'un spin j , et où la barre désigne une valeur moyenne sur l'ensemble des atomes. U_0 est l'opérateur d'évolution relatif à l'hamiltonien H_j^0 .

L'évolution séculaire de M_z est alors donnée par :

$$\frac{dM_z}{dt} = -[C_{xx} + C_{yy} - S_{xy} + S_{yx}]M_z$$

où :

$$C_{\alpha\beta} = \int_0^\infty d\tau \cos(\omega_0\tau) \mathcal{C}(\Omega_\alpha(r(t))\Omega_\beta(r(t-\tau))),$$

où $\mathcal{C}(\Omega_\alpha(r(t))\Omega_\beta(r(t-\tau)))$ désigne la fonction de corrélation de Ω_α et Ω_β .

$S_{\alpha\beta}$ étant obtenue en remplaçant $\cos(\omega_0\tau)$ par $\sin(\omega_0\tau)$ dans la formule précédente.

On voit donc que la relaxation longitudinale obéit à une loi du type :

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = -\frac{M_z}{T_1}$$

avec un temps de relaxation donné par :

$$\frac{1}{T_1} = 0.5 \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \exp(-i\omega_0\tau) \{ \mathcal{C}((\Omega_x(r(0))\Omega_x(r(\tau))) + \mathcal{C}(\Omega_y(r(0))\Omega_y(r(\tau)))) \}$$

3.1.3. Expression de la polarisation :

L'aimantation macroscopique M est proportionnelle à la polarisation nucléaire, elle-même proportionnelle à la polarisation de la lumière.

Je vais donc vérifier la formule suivante :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_0 \exp(-t/T_1)$$

et mesurer le temps de relaxation longitudinale T_1 .

3.2. Mesure décharge allumée :

L'intérêt des mesures de T_1 décharge allumée est de déceler rapidement un temps de relaxation catastrophique, et donc de corriger rapidement une erreur de montage, etc...

D'autre part, il deviendra important, pour les mesures décharge éteinte, de savoir faire une extrapolation à l'origine pour connaître précisément la valeur de la polarisation au rallumage.

3.2.1. Méthode expérimentale :

Le montage est celui qui est décrit dans la partie 2. On allume le générateur HF alimentant le circuit de décharge : Σ ne varie pratiquement pas, alors que Δ devient légèrement différent de zéro. On enregistre sur une table traçante ce signal, qui indique que le pompage est en train de se faire. Lorsque l'on considère que la polarisation est suffisante, c'est-à-dire lorsque le signal de pompage semble ne plus croître beaucoup, on coupe le laser. On observe alors une décroissance exponentielle de l'aimantation. On repère alors l'asymptote sur la table traçante correspondant à une polarisation nulle en approchant un petit aimant de la cellule (on applique ainsi des forts gradients de champ magnétique, ce qui provoque une relaxation brutale, ce qui "détruit" l'aimantation). On vérifie de cette façon que l'asymptote est toujours la même. On peut ensuite calculer le temps de relaxation en plaçant sur un papier semi-logarithmique :

- en abscisse : le temps
- en ordonnée : les points correspondant aux hauteurs successives mesurées à partir de l'asymptote mesurée précédemment

En mesurant la pente, on a accès au temps de relaxation longitudinale T_1 .

3.2.2. Résultats :

Le temps de relaxation dépend de l'intensité de la décharge : plus l'intensité est faible, plus le temps de relaxation est long.

A titre d'exemple, j'ai obtenu (cf figure 9), avec une décharge d'intensité assez élevée, un temps de relaxation longitudinale de 61 s.

3.3. Mesure décharge éteinte :

3.3.1. Méthode expérimentale :

On fait le pompage de la même façon que précédemment. Lorsque le pompage est terminé, on coupe la HF, ce qui éteint la décharge. On coupe ensuite le laser, et on attend. Un peu avant de rallumer la décharge, on change la vitesse de balayage, de manière à bien visualiser la décroissance ; si on ne fait pas cela la forte variation du signal au moment du rallumage empêche de voir exactement où en est la polarisation avant que la relaxation ne commence. On rallume la HF, on amorce la décharge à l'aide de l'éclateur de Tesla, et on note la nouvelle valeur de la polarisation. Seulement, au rallumage, on perd de la polarisation. Il faut donc appliquer un coup, le plus bref possible, d'éclateur de Tesla pour que la perte soit minimale.

Je suis arrivé, dans les meilleures conditions, à des pertes de l'ordre de 10 % au rallumage. Pour déterminer la nouvelle polarisation, il faut bien évidemment extrapoler la courbe à l'origine correspondant précis du rallumage, connaissant son allure à des instants ultérieurs. Soit on le fait à la main, en utilisant du papier semi-logarithmique, soit on entre les valeurs que l'on connaît dans l'ordinateur, et on utilise le logiciel de dessin pour obtenir, à l'aide de la meilleure courbe exponentielle passant par tous ces points, la valeur à l'origine.

D'autre part, il ne faut pas oublier d'apporter la correction de 10 % due au rallumage de la décharge. On fait ensuite le rapport de la nouvelle polarisation sur la polarisation de départ, et on en prend le logarithme. On a déjà un point de coordonnées $(\Delta t, \ln(\mathcal{P} / \mathcal{P}_0))$, où Δt représente le temps qui s'est écoulé entre l'arrêt du pompage et le rallumage. En répétant la mesure pour des Δt différents, on peut tracer la courbe souhaitée.

On peut également faire la même chose, mais sans remettre à pomper à chaque fois. Simplement c'est moins précis parce qu'on perd de la polarisation à chaque fois. L'erreur relative augmente beaucoup plus vite que dans la méthode précédente, puisque la valeur absolue de la polarisation de départ diminue à chaque fois.

3.3.2. Résultats :

J'ai effectué une mesure du temps de relaxation pour une cellule d'Hélium 3 à la pression de 0.4 torr : j'ai obtenu (cf figure 10) un temps de l'ordre de 6 min avec une précision faible due aux incertitudes de dépouillement des enregistrements.

Afin de comparer l'effet de mes bobines avec l'effet du champ magnétique terrestre, j'ai également mesuré le temps de relaxation dans ce dernier (cf figure 11). J'ai trouvé : 2 min environ. Avec mes bobines, l'homogénéité du champ est donc un peu améliorée.

D'autre part, on verra plus loin que le temps de relaxation augmente linéairement avec la pression. Effectivement, dans une cellule contenant de l'Hélium 3 à une

pression de 1 torr, j'ai trouvé (cf figure 12) un temps plus long : 10 min. Mais ma précision et le nombre de mesures effectuées sont insuffisants pour vérifier quantitativement cette variation linéaire.

3.3.3. Comparaison avec les grandes bobines :

En faisant la même chose avec les bobines de rayon 17 cm, j'ai trouvé un temps de relaxation de 8 min 44 s. (figure 13).

On trouve bien un temps de relaxation plus long qu'avec mes bobines, ce qui est normal puisque le rayon est plus grand. En effet, comme je l'ai déjà signalé, le temps de relaxation est inversement proportionnel au gradient relatif au carré $(\frac{\delta B}{B})^2$ du champ. Si le rayon est plus grand, sur une même distance, le champ est plus élevé et sa variation plus faible. Donc, le $(\frac{\delta B}{B})$ diminue et T_1 augmente.

3.4. Confrontation avec le calcul :

On voudrait avoir une idée de la valeur de T_1 par le calcul, et comparer les résultats et les prédictions théoriques.

Pour cela, reprenons la formule de $\frac{1}{T_1}$ écrite au paragraphe 3. 1. 2., qui faisait intervenir les fonctions d'autocorrélation des composantes en x et en y du champ.

Dans le cas présent, cette formule peut également [3] s'écrire comme une somme de termes faisant intervenir la fréquence de Larmor ω_0 , le coefficient de diffusion D et des coefficients correspondant à la norme au carré du module de la projection ($|\beta|^2$) des composantes en x et en y du champ sur les modes de diffusion, et des temps τ d'amortissement des modes :

$$\frac{1}{T_1} = \sum |\beta|^2 \times \frac{\tau}{\omega_0^2 \tau^2 + 1}$$

La projection du champ complexe $B_x + iB_y$ sur un mode de diffusion φ s'écrit, en coordonnées cylindriques (l'origine étant prise au centre de symétrie du système) :

$$\beta = \int \int \int \varphi(r, \theta, z)(B_x + iB_y) r dr d\theta dz$$

Le champ $B_x + iB_y$ étant une fonction paire en z , pour que l'intégrale sur z soit non nulle, il faut que φ soit paire en z .

De plus, du fait de la géométrie cylindrique du problème, il y a invariance par rotation, et le champ $B_x + iB_y$ ne dépend pas de θ . La dépendance en θ de l'intégrand n'existant que via la fonction φ , son intégrale en θ doit être non nulle pour que β soit non nul.

Je vais donc, en m'inspirant de l'article [11], qui traite le problème d'un gradient de champ linéaire et variable dans le temps pour une cellule sphérique, résoudre le problème pour le champ de mes bobines, en régime stationnaire dans une cellule cylindrique.

3.4.1. Projection de la carte de champ sur les modes de diffusion :

Commençons par résoudre l'équation de la diffusion dans le cas d'une cellule cylindrique. Le gaz est considéré comme un fluide continu, pour lequel la densité d'atomes \mathcal{N} obéit à une équation de diffusion :

$$\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} = D \Delta \mathcal{N},$$

avec, comme condition aux limites un courant

$$j = -D \text{grad} \mathcal{N}$$

nul à travers la surface de la cellule. Cela traduit le fait que les atomes ne peuvent pas traverser la paroi.

On choisit alors de décomposer \mathcal{N} sur les modes de diffusion que nous noterons φ_i , i étant une suite d'indices que nous expliciterons par la suite :

$$\mathcal{N} = \sum \mu_i(t) \varphi_i(r, \theta, z)$$

On a :

$$\frac{d\mu_i}{dt} = -\frac{\mu_i}{\tau_i}$$

où τ_i est le temps de diffusion associé au mode i .

Les solutions sont du type :

$$\mu_i(t) = \mu_i(0) \exp(-t / \tau_i)$$

Les φ_i vérifient, elles, l'équation aux valeurs propres :

$$\Delta \varphi_i = -k^2 \varphi_i$$

avec :

$$k^2 = \frac{1}{D\tau_i}$$

La formule du laplacien en cylindriques donne :

$$\Delta\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -k^2 \varphi$$

utilisons une méthode de séparation des variables :

$$\varphi(r, \theta, z) = f(z)g(r, \theta)$$

on a :

$$\frac{1}{g} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial g}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \theta^2} \right) = -\frac{1}{f} \left(\frac{d^2 f}{dz^2} + k^2 f \right)$$

Le membre de gauche ne dépend que de r et de θ , et le membre de droite ne dépend que de z .

On a donc :

$$\frac{1}{g} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial g}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \theta^2} \right) = -\frac{1}{f} \left(\frac{d^2 f}{dz^2} + k^2 f \right) = \alpha$$

où α est un réel.

Le membre de droite donne :

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + (k^2 - \alpha) f = 0$$

Avec les conditions aux limites :

$$\frac{df}{dz} \left(-\frac{H}{2} \right) = \frac{df}{dz} \left(\frac{H}{2} \right) = 0,$$

où H est la hauteur de la cellule cylindrique, qui traduit l'annulation de la dérivée normale sur les deux bases du cylindre, on obtient :

si $k^2 - \alpha \geq 0$:

$$f(z) = A \cos(\sqrt{(k^2 - \alpha)} z)$$

car f doit être paire en z .

Les conditions aux limites imposent :

$$\sin(\sqrt{(k^2 - \alpha)} \frac{H}{2}) = 0$$

ce qui nous amène à :

$$(k^2 - \alpha)H^2 = 4n^2\pi^2$$

et

$$f(z) = A \cos(2n\pi z/H)$$

où n est un entier relatif.

si maintenant $k^2 - \alpha \leq 0$:

$$f(z) = C \cosh(\sqrt{(k^2 - \alpha)}z)$$

car f doit être paire en z .

Les conditions aux limites imposent :

$$\sinh(\sqrt{(\alpha - k^2)}\frac{H}{2}) = 0$$

ce qui nous amène à :

$$(k^2 - \alpha) = 0 \text{ soit } f = cste$$

Ce cas est inclus dans l'étude précédente ; il suffit en effet de faire $n = 0$.

On a donc nécessairement :

$$\alpha \leq k^2$$

On cherche des solutions sous la forme :

$$g(r, \theta) = h(r)\xi(\theta)$$

où ξ est une fonction de période 2π en θ .

Soit :

$$\xi(\theta) = \exp(im\theta), \text{ avec } m \text{ entier relatif.}$$

Son intégrale est non nulle si et seulement si m vaut 0.

Pour ce qui est de la fonction h , on a alors :

$$r^2 \frac{d^2 h}{dr^2} + r \frac{dh}{dr} - r^2 \alpha h = 0$$

Premier cas :

si $\alpha \leq 0$, on peut écrire :

$$\alpha = -\Lambda^2$$

ce qui donne :

$$r^2 \frac{d^2 h}{dr^2} + r \frac{dh}{dr} + r^2 \Lambda^2 h = 0$$

posons :

$$\rho = r\Lambda$$

on obtient alors :

$$\rho^2 \frac{d^2 h}{d\rho^2} + \rho \frac{dh}{d\rho} + \rho^2 h = 0$$

C'est l'équation de Bessel d'ordre 0 dont la solution se note $J_0(\rho)$ [12].

On ne connaît pas sa forme analytique, il faut donc la calculer numériquement.

Il faut d'autre part annuler la dérivée normale de h sur le pourtour du cylindre, ce qui nous donne que la dérivée de J_0 par rapport à ρ prise en $\Lambda\mathcal{R}$ (où \mathcal{R} est le rayon de la cellule contenant l'Hélium) doit s'annuler. Or, la dérivée de J_0 est $-J_1$ en vertu de la relation :

$$\frac{d}{dx} J_m(x) = -x^{-m} J_{m+1}(x)$$

Il suffit donc de connaître les zéros de J_1 pour connaître les valeurs du paramètre Λ .

Deuxième cas :

si maintenant $0 \leq \alpha \leq k^2$, on peut écrire :

$$\alpha = \Psi^2$$

l'équation devient :

$$r^2 \frac{d^2 h}{dr^2} + r \frac{dh}{dr} - r^2 \Psi^2 h = 0$$

en posant :

$$\rho = r\Psi,$$

on a :

$$\rho^2 \frac{d^2 h}{d\rho^2} + \rho \frac{dh}{d\rho} - \rho^2 h = 0$$

Cette équation est l'équation dite "de Bessel modifiée" d'ordre 0. La solution est $J_0(ix)$, qui, lorsque x est réel, est une fonction complexe. Afin d'obtenir une solution réelle, on peut multiplier la fonction $J_0(ix)$ par $\pm i$ et qui est également solution de l'équation. On a toujours, de la même façon que précédemment, l'annulation de la dérivée normale pour $\rho = \mathcal{R}$. Ψ nous est donné par les zéros de la dérivée de $iJ_0(ix)$, qui est proportionnelle à $I_1(x)$, fonction "de Bessel modifiée" d'ordre 1. Or, il s'avère que I_1 ne s'annule qu'en zéro.

Donc, on a :

$$\Psi = 0$$

et l'équation d'évolution de h devient :

$$r^2 \frac{d^2 h}{dr^2} + r \frac{dh}{dr} = 0$$

ce qui est un cas particulier du premier cas avec $\Lambda = 0$.

En conclusion, on a donc nécessairement :

$$\alpha = -\Lambda^2$$

et seulement deux indices discrets pour repérer chaque mode : n et Λ . Rappelons que ces deux indices vérifient la relation : $(k^2 + \Lambda^2)H^2 = 4n^2\pi^2$. L'expression du mode $\varphi_{n\Lambda}$ est :

$$\varphi_{n\Lambda} = A_{n\Lambda} \cos\left(\frac{2\pi n z}{H}\right) J_0(\Lambda r)$$

où $A_{n\Lambda}$ est un coefficient de normalisation à déterminer en normant $\varphi_{n\Lambda}$.

3.4.2. Expression et valeur de T_1 :

On a vu que :

$$\frac{1}{T_1} = \sum |\beta_{n\Lambda}|^2 \times \frac{\tau_{n\Lambda}}{\omega_0^2 \tau_{n\Lambda}^2 + 1}$$

où $\tau_{n\Lambda}$ est le temps de diffusion associé au mode $n\Lambda$, donné par :

$$1/\tau_{n\Lambda} = D \left(\frac{4n^2\pi^2}{H^2} - \Lambda^2 \right)$$

Nota Bene : le coefficient de diffusion de l'Hélium 3, à 300 K et pour une pression de 1 torr, vaut $D=1440 \text{ cm}^2/\text{s}$. D étant inversement proportionnel à la densité, pour notre cellule à 0.4 torr, on a $D=360 \text{ cm}^2/\text{s}$.

3.4.3. Travail effectué :

J'ai écrit une procédure qui calcule les fonctions de Bessel J_0 et J_1 en tout point d'après la référence [13]. Elle est donnée sous forme de listing dans l'annexe 2.

Elle est utile à la fois pour déterminer Λ via les zéros de J_1 et pour le calcul de $A_{n\Lambda}$, qui reste à faire.

J'ai entamé la rédaction de la procédure qui, avec les deux précédentes, doit me donner, par intégration, les $\beta_{n\Lambda}$. Je n'ai pas pu l'achever faute de temps.

Conclusion

La deuxième paire de bobines que nous avons caractérisée doit être utilisée pour étudier le pompage optique laser du Xénon 129. Cet autre gaz rare est très intéressant dans le cadre de l'imagerie par résonance magnétique médicale. Les perspectives de recherche biologique et médicale, au-delà de l'étude des pathologies des voies respiratoires, concernent l'utilisation des gaz polarisés comme traceurs dans les tissus et le sang. Leur diffusivité est assez importante, et si on sait peu de choses à ce sujet concernant l'Hélium 3, on sait que le Xénon se fixe rapidement sur l'hémoglobine après inhalation et que l'orientation de spin survit plusieurs secondes.

Les bobines de Helmholtz que j'ai fabriquées sont utilisables pour le transport de l'Hélium. Certes, il n'est pas possible d'effectuer des transports de longue durée dans les conditions où j'ai travaillé, mais elles peuvent servir à des transferts d'une expérience à une autre au sein même du laboratoire. Comme il est prévu à terme de transporter l'Hélium polarisé sous forte pression (quelques atmosphères), la relaxation magnétique sera moins sévère. Rappelons en effet que le temps de relaxation due aux inhomogénéités magnétiques est d'autant plus long que la pression est élevée : il atteindra dans ces conditions plusieurs jours dans mes bobines.

Bibliographie

- [1] M. Leduc et E. Otten, *La Recherche*, 287 (Mai 1996)
M. Ebert, T. Grossman, W. Heil, W.E. Otten, R. Surkau, M. Leduc, P. Bachert, M.W. Knopp, I.R. Schad, M. Thelen, *The Lancet*, vol. 347, 9011 (1996)
- [2] J.H. Moore, C.C. Davis, M.A. Coplan, *Building Scientific Apparatus*, Addison-Wesley Publishing Company, USA (1989)
- [3] V. Lefèvre-Seguin, P.J. Nacher et F. Laloë, *J. Physique*, 43, 737 (1982)
- [4] R. Reeves, *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 21 (1988)
- [5] A. Abragam, *les principes du magnétisme nucléaire*, P. U. F., Paris (1961)
- [6] F.D. Colegrove, L.D. Scheerer et G.K. Walters, *Phys. Rev.* , 132, 2561 (1963)
- [7] P.J. Nacher, Thèse 3ème cycle, Paris (1979) ; Thèse d'état, Paris (1985)
- [8] E. Stolz, M. Meyerhoff, N. Bigelow, M. Leduc, P.J. Nacher et G. Tastevin, à paraître dans *App. Phys. B* (1996)
- [9] E. Stolz, B. Villard, M. Meyerhoff, P.J. Nacher, à paraître dans *App. Phys. B* (1996)
- [10] W. Heil, H. Humblot, E. Otten, M. Schafer, R. Sarkau, M. Leduc, *Physics Letters A*, 201, 337-343
- [11] R. Barbé, M. Leduc et F. Laloë, *J. Phys.*, 35, 699 (1974)
- [12] W.W. Bell, *Special Functions for Scientists and Engineers*, D. Van Nostrand Company LTD, London (1968)
- [13] W.T. Vetterling, S.A. Teukolsky, W.H. Press, B.P. Flannery, *Numerical Recipes in FORTRAN*, Cambridge University Press (1986)

Variation relative du module du champ magnétique créé par une paire de bobines en position de Helmholtz lorsqu'on s'écarte du centre. Chaque courbe représente les valeurs calculées en fonction du déplacement z parallèlement à l'axe pour des distances à l'axe croissantes de 0 à 2,5 cm.

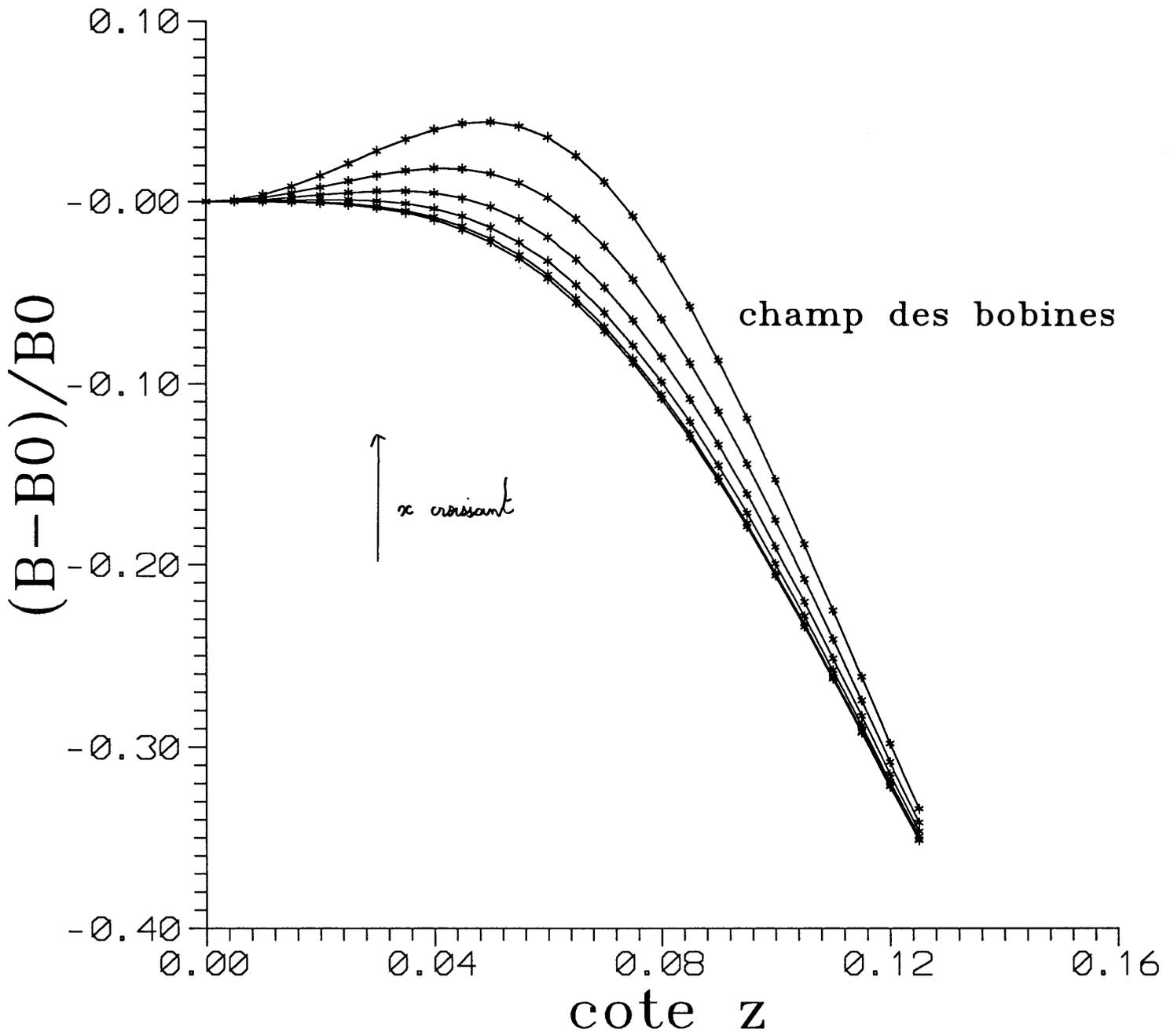


fig. 1

fig. 2

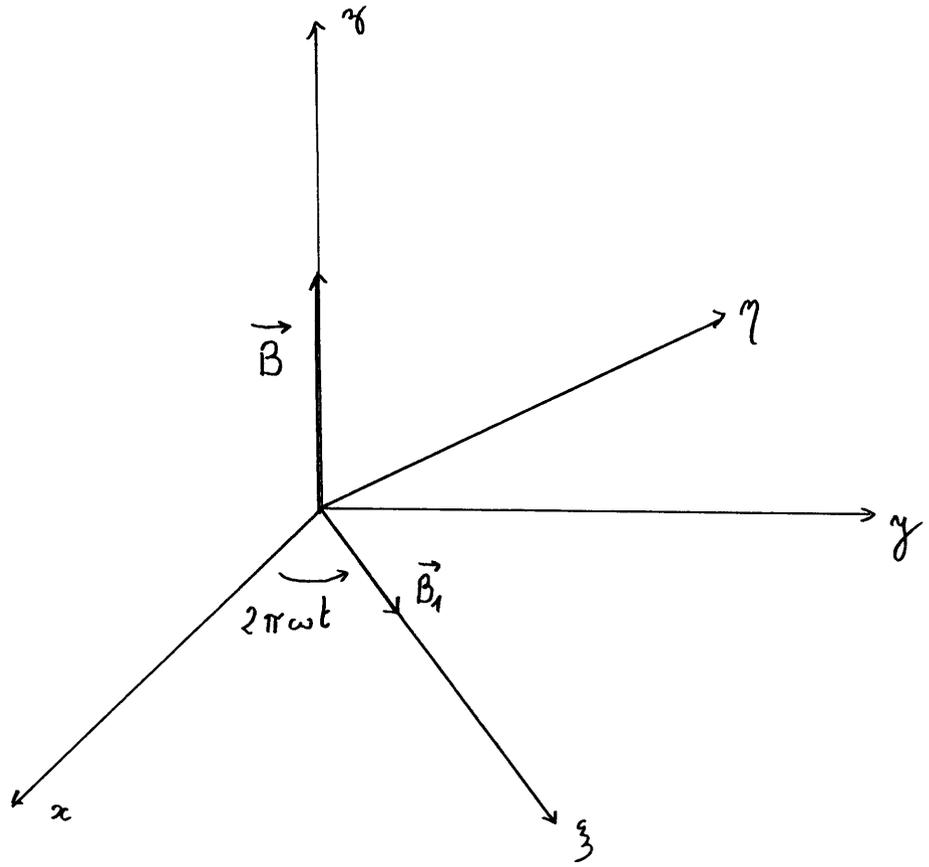


fig. 3

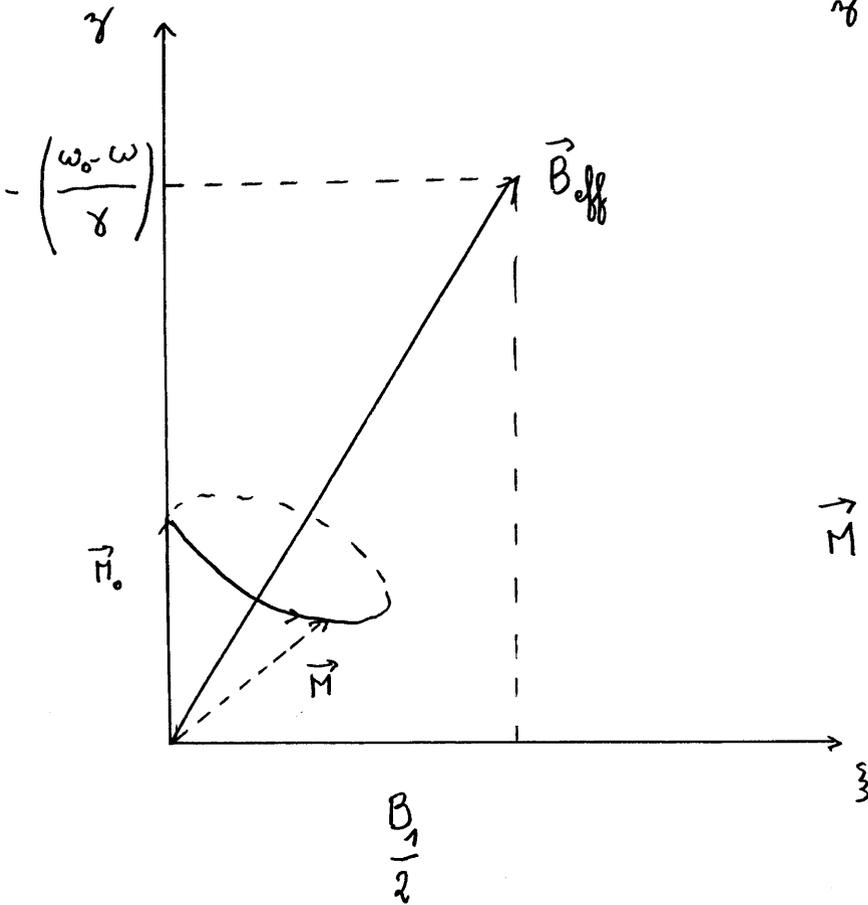
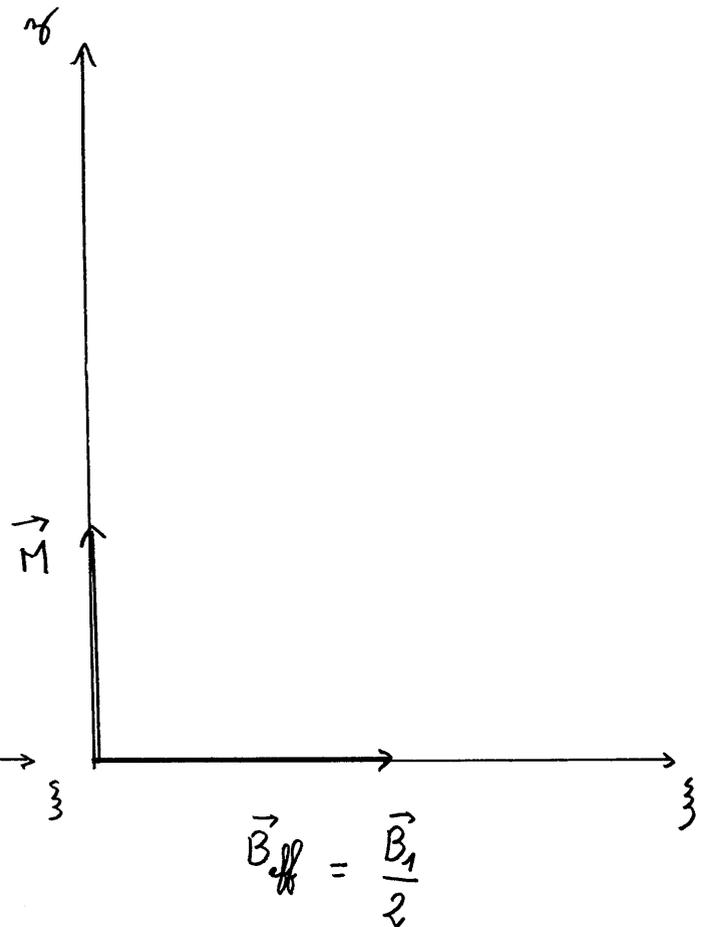


fig. 4



Légendes.

fig. 2:

Définition des repères utilisés au paragraphe 1.3.

L'axe z est dans la direction du champ magnétique statique B , les axes x et y sont fixes, les axes ξ et η tournent autour de z à la vitesse angulaire $2\pi\omega$. Décomposant le champ oscillant $B_1 \cos(\omega t) = \frac{B_1}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$, une des composantes est fixe dans le repère (ξ, η, z) .

fig. 3

Précession de l'aimantation \vec{M} autour du champ effectif B_{eff} dans le référentiel tournant (ξ, η, z) .

La valeur moyenne de M_z (que l'on note expérimentalement) vaut $M \cos \theta$, où θ est l'angle entre B et B_{eff} . Cette valeur moyenne s'annule lorsque $\omega = \omega_0$. (condition de résonance magnétique)

fig. 4:

Cas de la résonance ($\omega = \omega_0$)

\vec{M} ne précesse plus qu'autour de $\frac{\vec{B}_1}{2}$ statique dans le référentiel tournant (ξ, η, z) . \vec{M} se trouve dans un plan perpendiculaire à $\frac{\vec{B}_1}{2}$.

Variation du carré de la fréquence de résonance magnétique avec le courant produisant le champ B_0 . La courbe est la meilleure parabole compatible avec les mesures. Le décalage par rapport à l'origine résulte du champ magnétique terrestre.

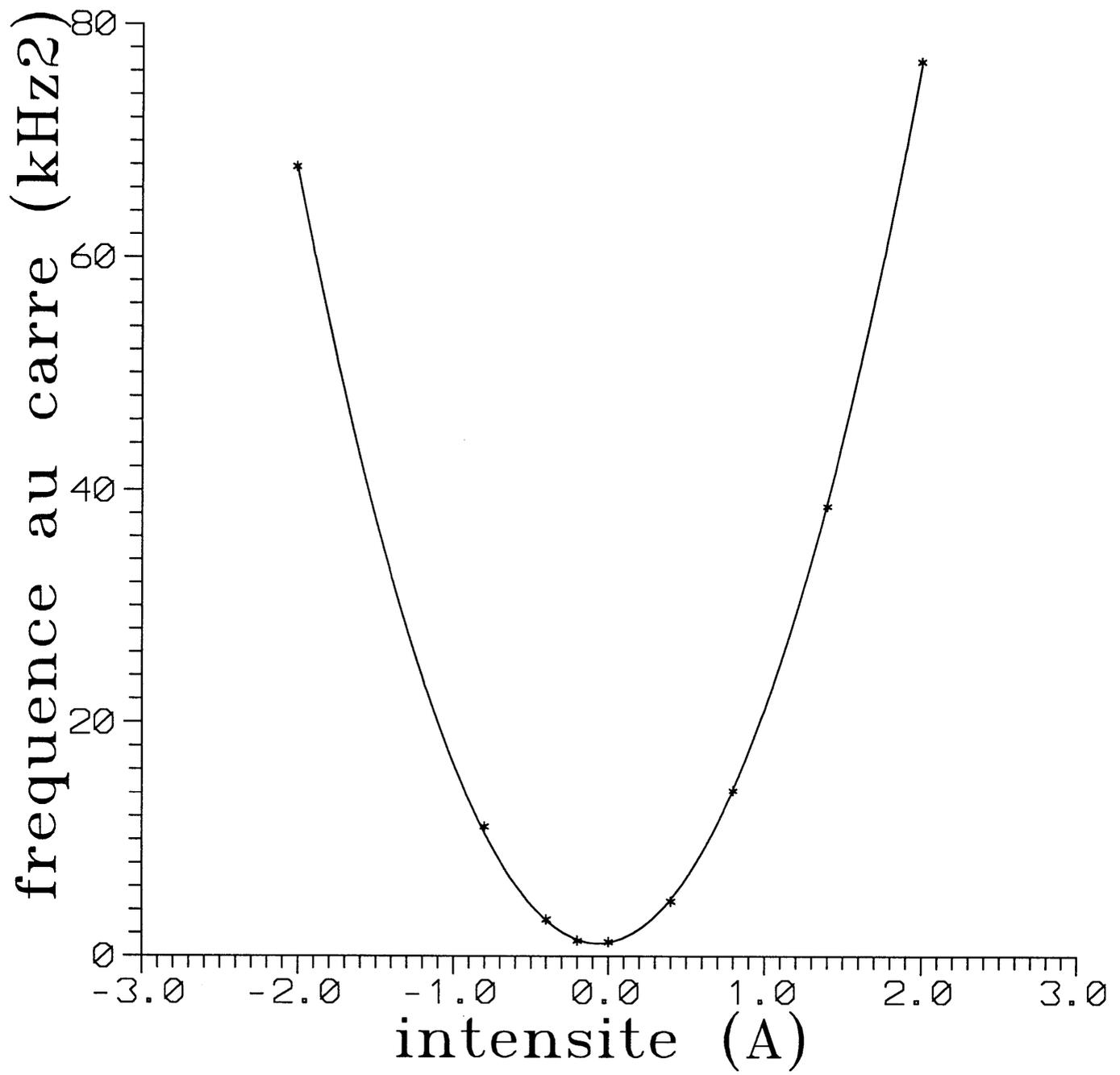


fig. 5

Fig. 161

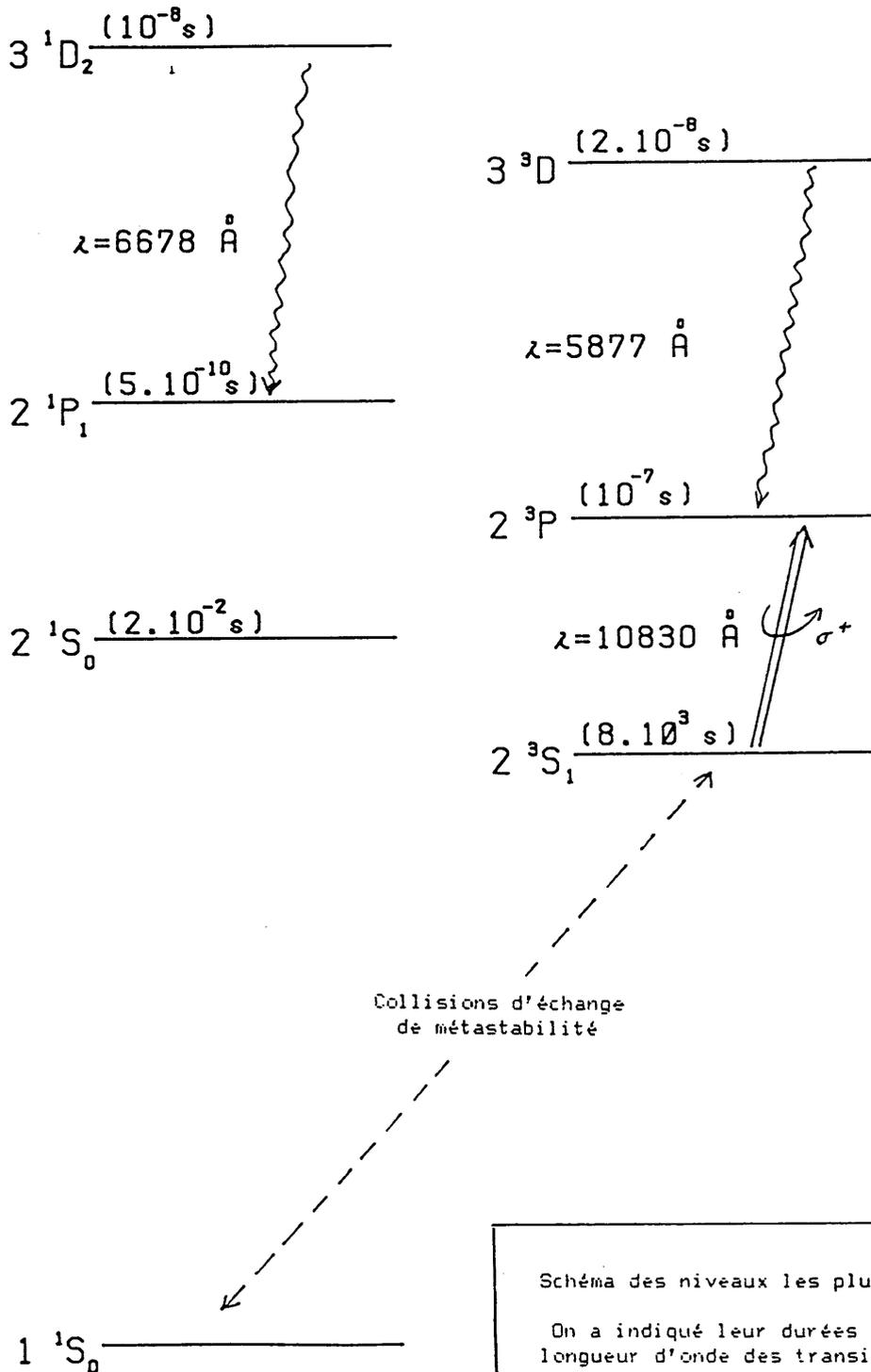
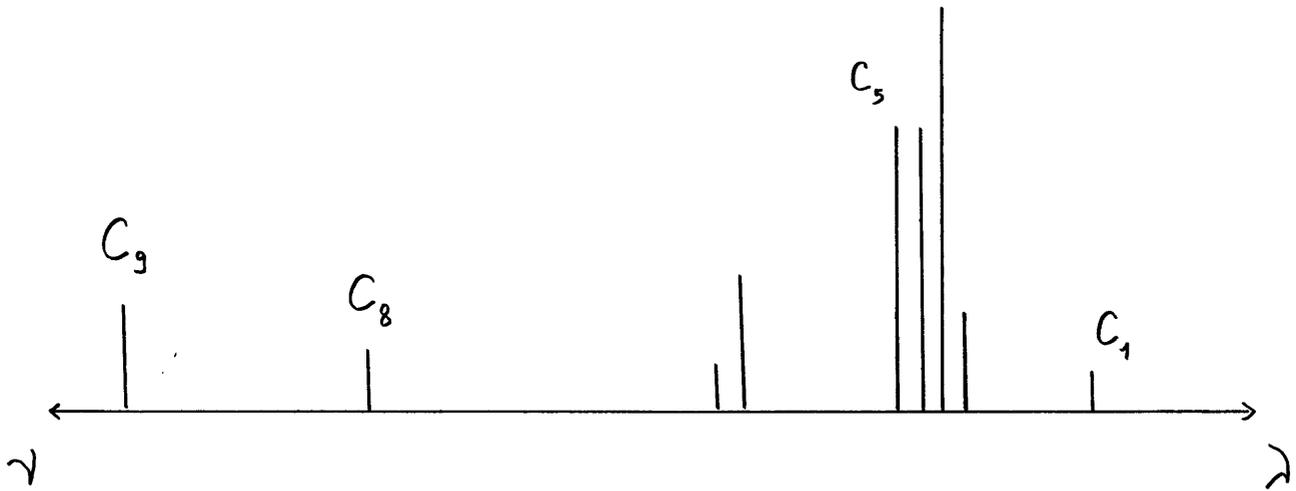
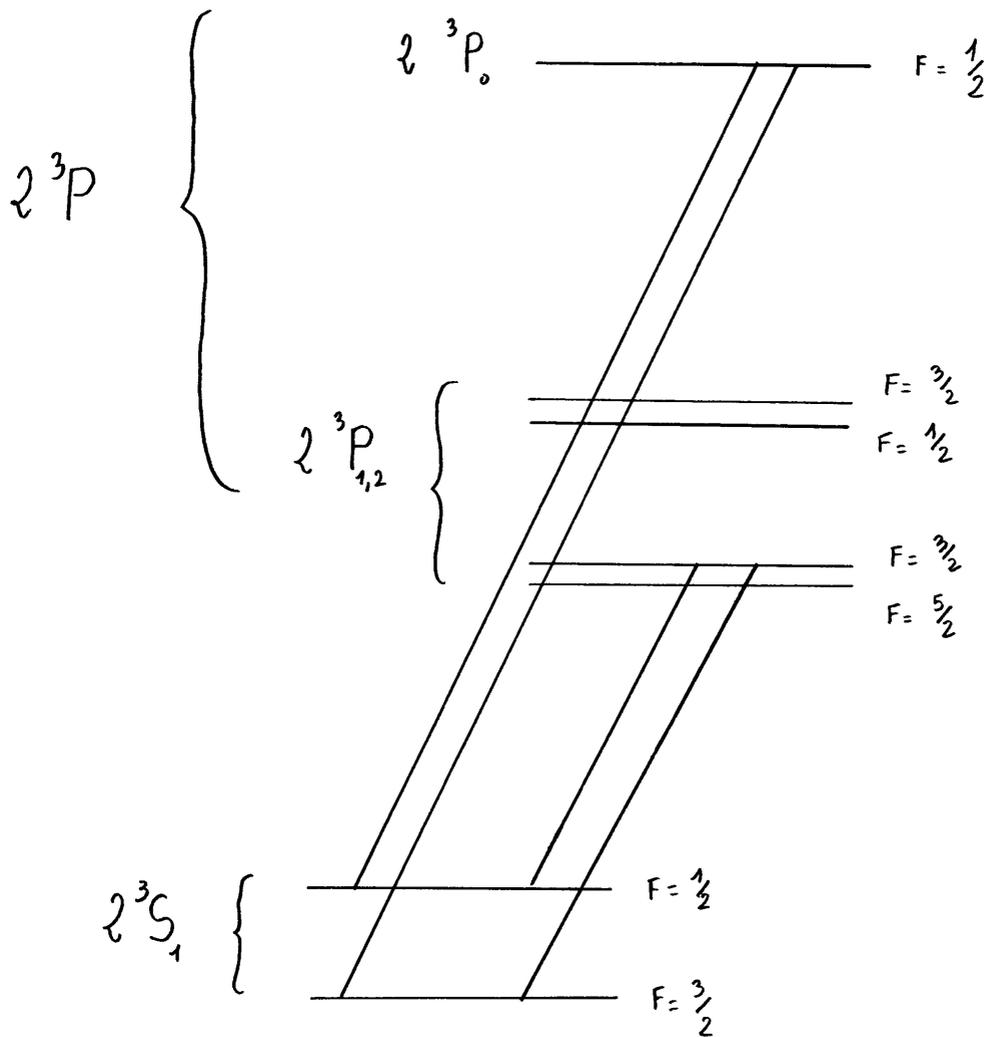


fig.7



Les composantes de la raie $\lambda = 1,083 \mu\text{m}$

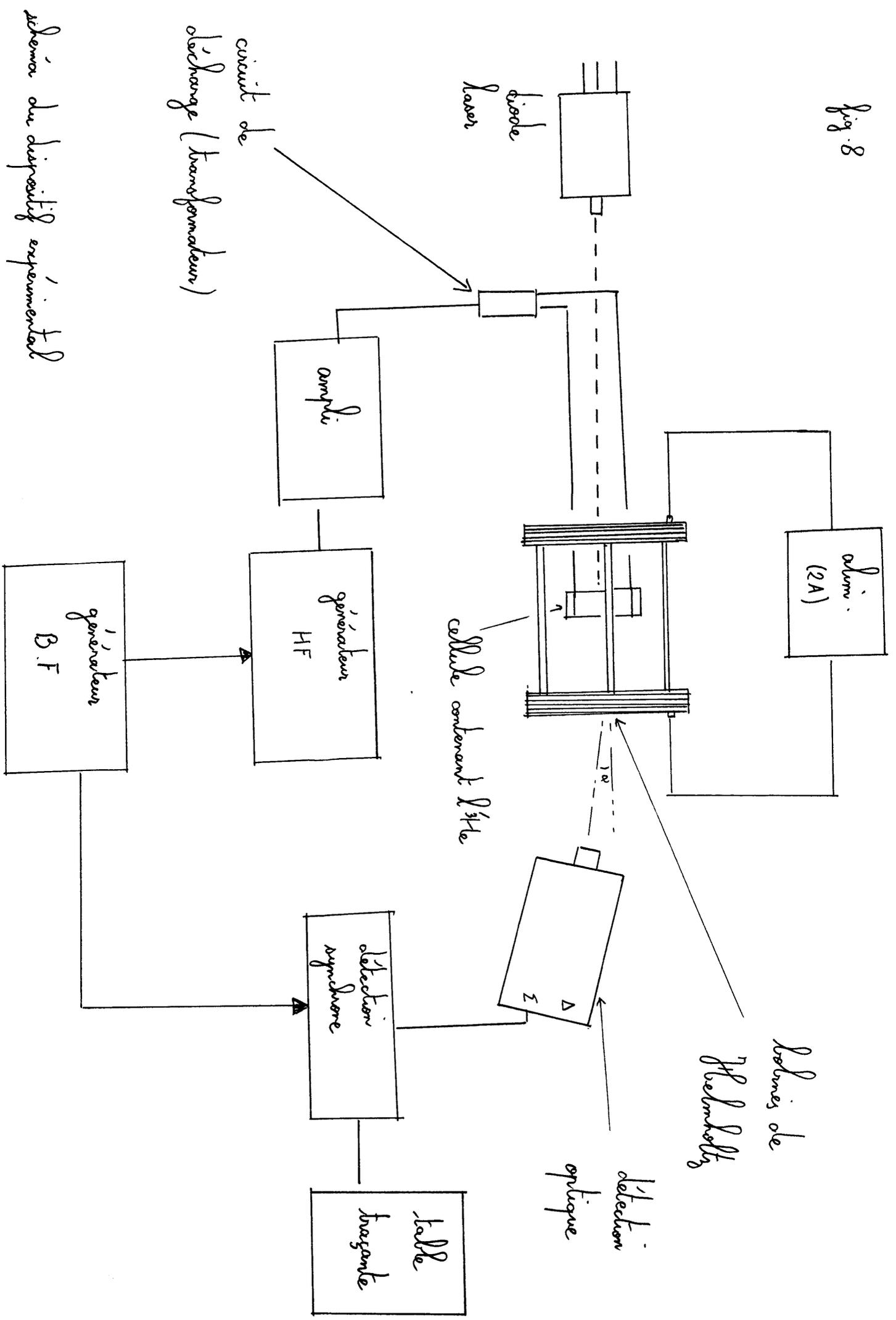
fig.7 a



Les premiers niveaux de l'atome d'Helium et les raies C_8 et C_9 .

fig.7 b

fig. 8



circuit de
décharge (transformateur)

schéma du dispositif expérimental

Décroissance temporelle du signal de polarisation lumineuse lorsque le pompage optique est interrompu. La droite est un ajustement exponentiel de constante de temps $T_1 = 61$ s.

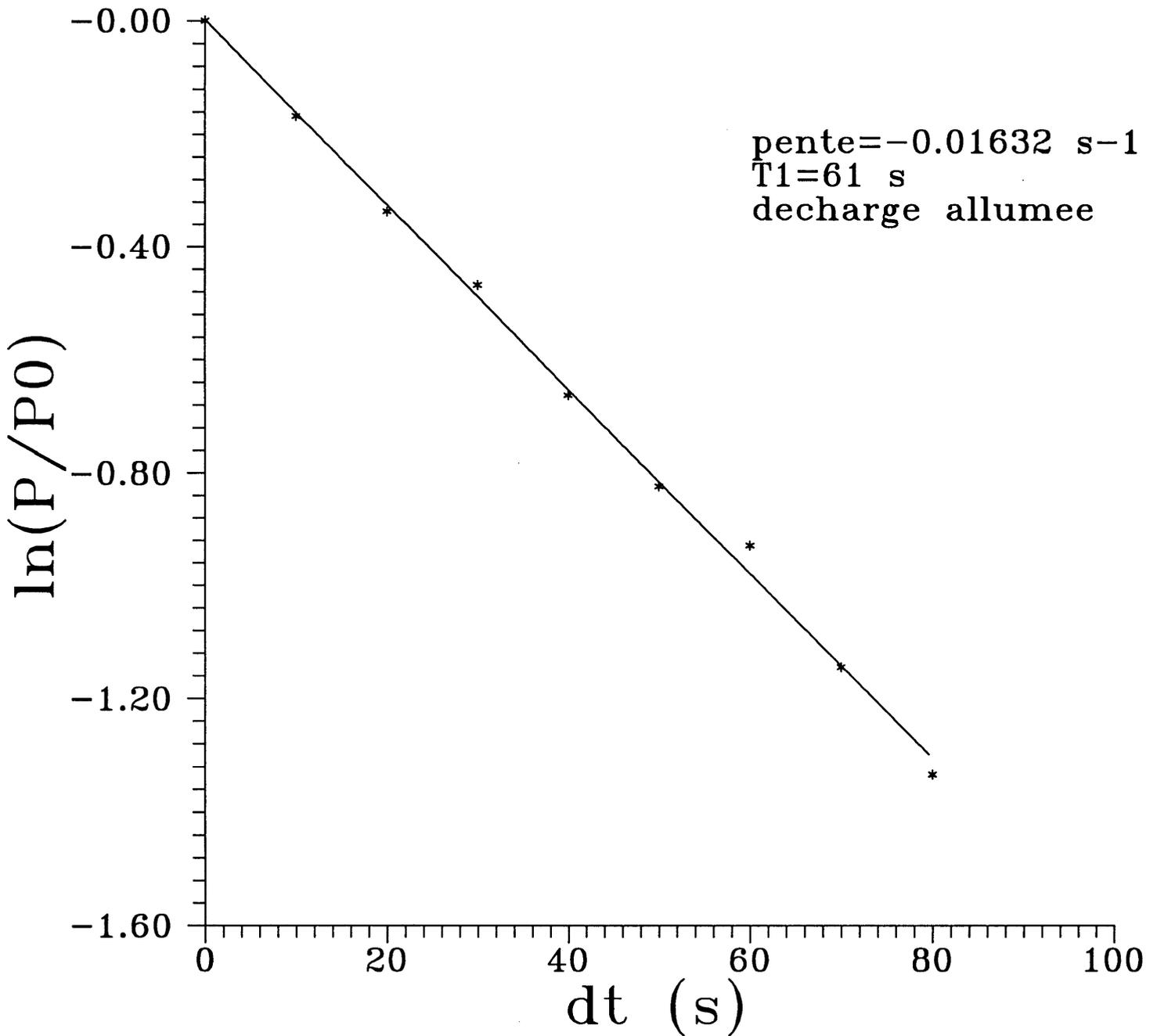


fig. 9

Legendes

Figures 10 à 13 : signal mesuré lors du rallumage de la décharge après un délai variable. La perte d'aimantation est compatible avec une relaxation exponentielle de constante de temps T_1 :

fig. 10 : dans mes bobines décharge éteinte :
6 min. 28 s.

fig. 11 : dans le champ terrestre seul,
décharge éteinte : 2 min. 07 s.

fig. 12 : dans mes bobines à 1 torr :
10 min 11 s.

et fig. 13. dans les bobines de rayon 17 cm :
8 min. 44 s.

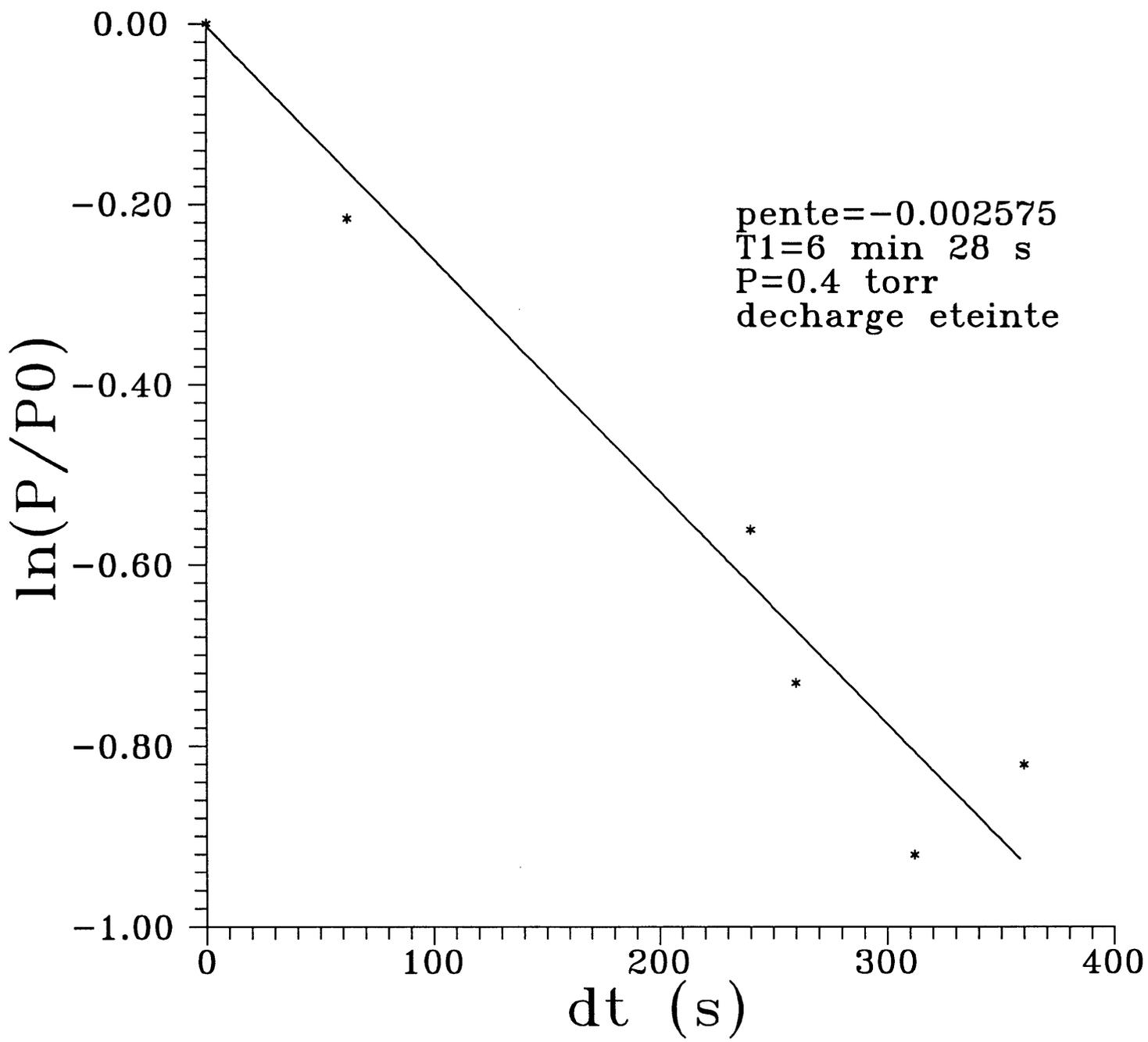


fig. 10

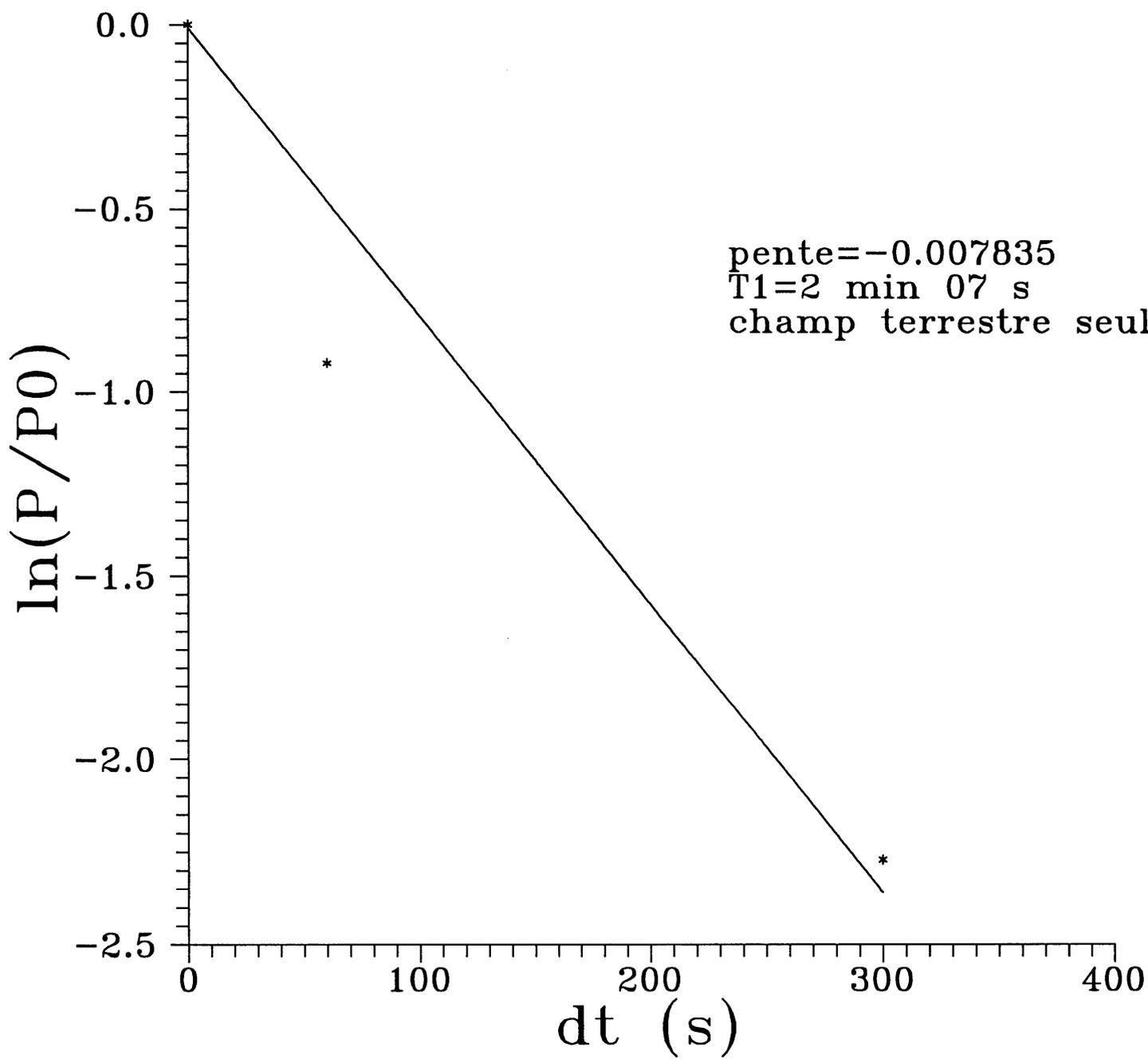


fig. 11

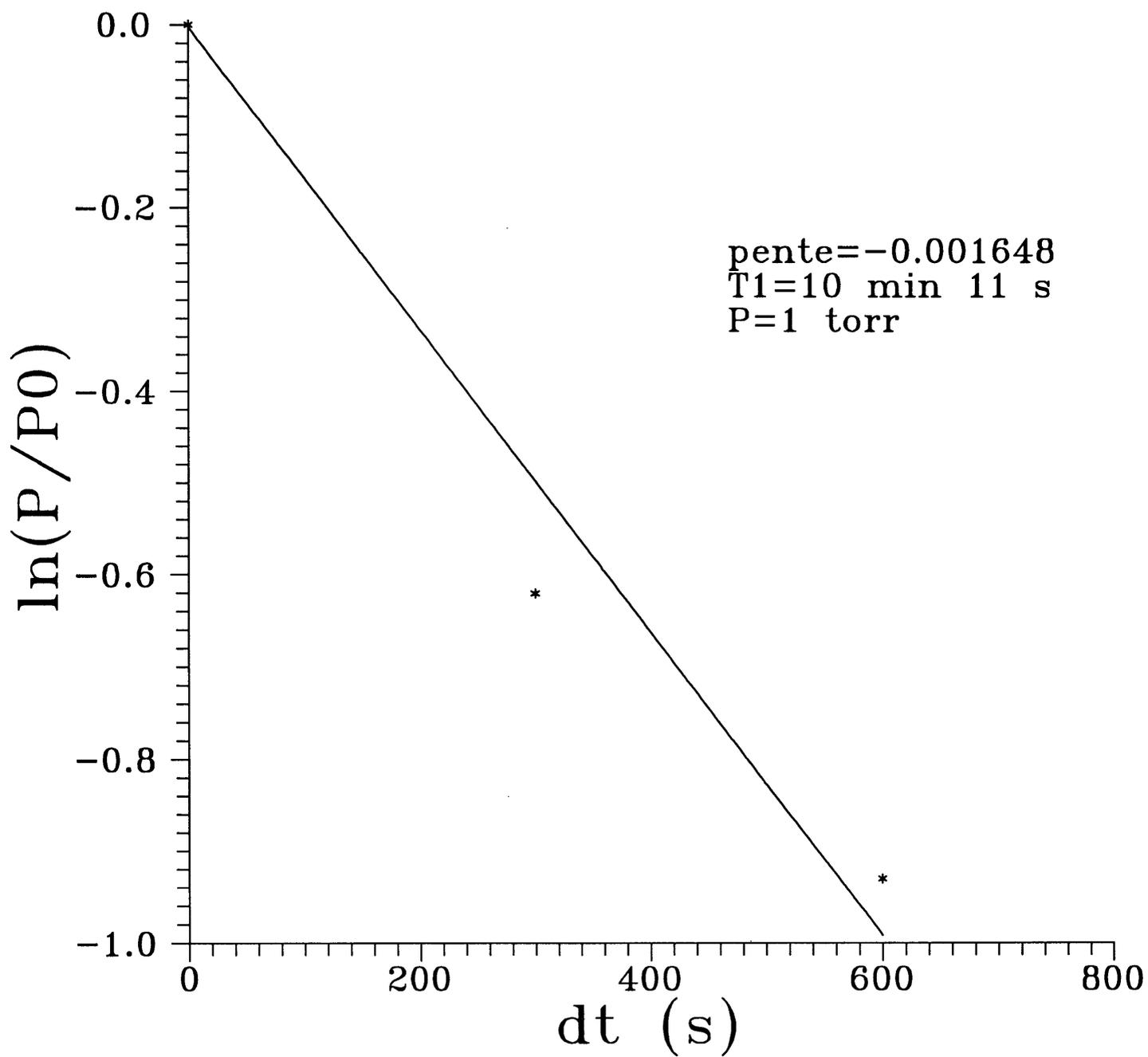


fig. 12

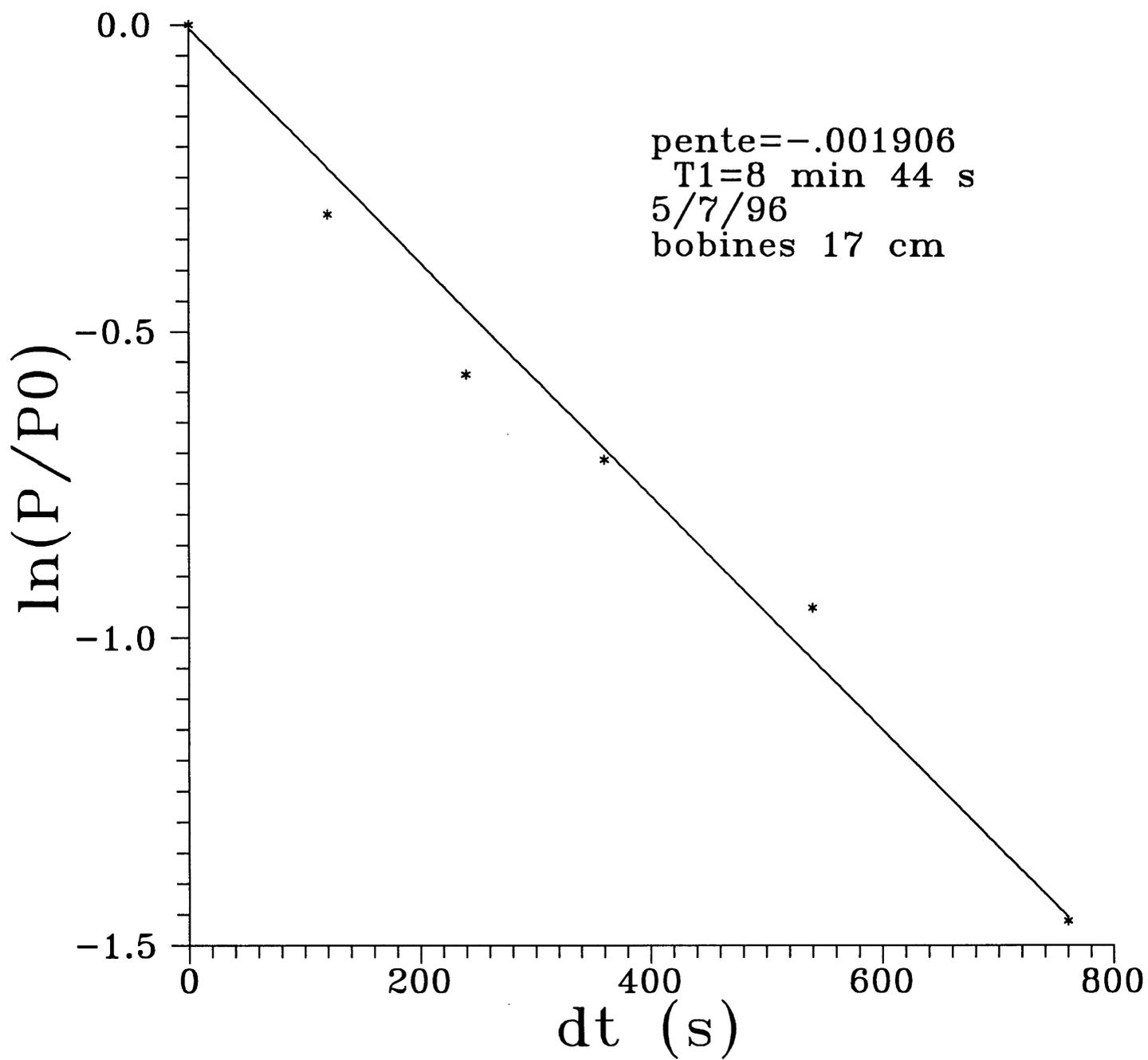


fig. 13.

```
PROGRAM Bobines de Helmholtz
" calcule la carte de champ de 2 bobines rayons fixes [GT 12/10/94]
" en Helmholtz
" donne: z(cm), B(z)
" Bz(z), Bx(z), By(z)
" B(0)=champ au centre d'une bobine
" B=N*I*(mu0/4*pi) dans papier ==> rsultats en mGauss/A-tour
" car les DISTANCES sont en mtres
" (sauf affichage ou criture, en cm!)
IMPLICIT REAL*8(a-h,l-z)
COMMON si(0:49),co(0:49),pi

***** Initialisation du tableau des sin et cos

CALL initrigo

***** Lecture paramtres
" 2 bobines rayon R0 z=+/-d0, en opposition
end
" d est la 1/2 sparation (en mtres)
R=0.13
d=0.5*R

***** Calcul de la carte de champ

OPEN(10,FILE='0'/'cart.dat')
OPEN(11,FILE='1'/'cart.dat')
OPEN(12,FILE='2'/'cart.dat')
OPEN(13,FILE='3'/'cart.dat')
OPEN(14,FILE='4'/'cart.dat')
OPEN(15,FILE='5'/'cart.dat')

R0=R

DO ix=0,5
  ifich=10+ix
  x=ix*0.01
  y=0.

  DO z=0.,2*d,0.005
    bz=0.
    bx=0.
    by=0.
```

```

"      DO id=-2,2,1          !dcoupage en 5 sections spares de 3mm
                                (~7 tours chacune donc, car int. du U=16mm)
      d0=d+0.003*id

      CALL calcNz(x,y,z+d0,R0,f)
      bz=bz+f/5.
      CALL calcNz(x,y,z-d0,R0,f)
      bz=bz+f/5.

      CALL calcNx(x,y,z+d0,R0,f)
      bx=bx+f/5.
      CALL calcNx(x,y,z-d0,R0,f)
      bx=bx+f/5.

      CALL calcNy(x,y,z+d0,R0,f)
      by=by+f/5.
      CALL calcNy(x,y,z-d0,R0,f)
      by=by+f/5.

      ENDDO      ! boucle id

      b=sqrt(bz*bz+bx*bx+by*by)
      IF(z.eq.0.) THEN
      b0=b
      ENDIF
      WRITE(ifich,'(1f7.4,9e12.5)') z,b,      -
          bz, bx, by,(b-b0)/b0
      ENDDO      !boucle z

      ENDDO      !boucle ix

      CLOSE(10)
      CLOSE(11)
      CLOSE(12)
      CLOSE(13)
      CLOSE(14)
      CLOSE(15)

      END
"

```

" Calcule d'après les formules de Reeves, J. Phys E:Sci. Instrum. 21 (1988)

```

"      SUBROUTINE initrigo
"      *****
      IMPLICIT REAL*8 (a-h,l-z)
      COMMON si(0:49),co(0:49),pi

      un=1.
      pi=4.*atan(un)
      DO i=0,49
      theta=i*pi/25.
      co(i)=cos(theta)

```



```

PROGRAM BESSEL FUNCTIONS
implicit none
REAL bessj0,bessj1,bessj
external bessj0,bessj1,bessj
INTEGER n
call calcule(bessj0,bessj1,bessj,n)
end

```

```

subroutine calcule(bessj0,bessj1,bessj,n)
real x,bessj0,bessj1,bessj
external bessj0,bessj1,bessj
INTEGER i,n
x=0
n=2
DO i=1,10
x=i*0.1
write(*,*) x
write(*,*) bessj0(x)
write(*,*) bessj1(x)
write(*,*) bessj(n,x)
enddo
end

```

```

FUNCTION bessj0(x)
REAL bessj0,x
REAL ax,xx,z
DOUBLE PRECISION p1,p2,p3,p4,p5,q1,q2,q3,q4,q5,r1,r2,r3,r4, -
r5,r6,s1,s2,s3,s4,s5,s6,y
SAVE p1,p2,p3,p4,p5,q1,q2,q3,q4,q5,r1,r2,r3,r4,r5,r6, -
s1,s2,s3,s4,s5,s6
DATA p1,p2,p3,p4,p5/1.d0,-.1098628627d-2,.2734510407d-4, -
-.2073370639d-5,.2093887211d-6/, q1,q2,q3,q4,q5/-.1562499995d-1, -
.1430488765d-3,-.6911147651d-5,.7621095161d-6,.934945152d-7/
DATA r1,r2,r3,r4,r5,r6/57568490574.d0,-13362590354.d0,651619640.7d0, -
-11214424.18d0,77392.33017d0,-184.9052456d0/, -
s1,s2,s3,s4,s5,s6/57568490411.d0,1029532985.d0, -
9494680.718d0,59272.64853d0,267.8532712d0,1.d0/
if(abs(x).lt.8.)then
y=x**2
bessj0=(r1+y*(r2+y*(r3+y*(r4+y*(r5+y*r6)))) -
/(s1+y*(s2+y*(s3+y*(s4+y*(s5+y*s6))))
else
ax=abs(x)
z=8./ax
y=z**2
xx=ax-.785398164
bessj0=sqrt(.636619772/ax)*(cos(xx)*(p1+y*(p2+y*(p3+y*(p4+y -
*p5))))-z*sin(xx)*(q1+y*(q2+y*(q3+y*(q4+y*q5))))
endif
return
end

```

```

FUNCTION bessj1(x)

```

```

REAL bessj1,x
REAL ax,xx,z
DOUBLE PRECISION p1,p2,p3,p4,p5,q1,q2,q3,q4,q5,r1,r2,r3,r4,-
                r5,r6,s1,s2,s3,s4,s5,s6,y
SAVE p1,p2,p3,p4,p5,q1,q2,q3,q4,q5,r1,r2,r3,r4,r5,r6,-
     s1,s2,s3,s4,s5,s6
DATA r1,r2,r3,r4,r5,r6/72362614232.d0,-7895059235.d0,242396853.1d0,-
     -2972611.439d0,15704.48260d0,-30.16036606d0/, -
     s1,s2,s3,s4,s5,s6/144725228442.d0,2300535178.d0,-
     18583304.74d0,99447.43394d0,376.9991397d0,1.d0/
DATA p1,p2,p3,p4,p5/1.d0,.183105d-2,-.3516396496d-4,.2457520174d-5,-
     -.240337019d-6/, q1,q2,q3,q4,q5/.04687499995d0,-.2002690873d-3,-
     .8449199096d-5,-.88228987d-6,.105787412d-6/
if(abs(x).lt.8)then
  y=x**2
  bessj1=x*(r1+y*(r2+y*(r3+y*(r4+y*(r5+y*r6)))) -
          /(s1+y*(s2+y*(s3+y*(s4+y*(s5+y*s6))))
else
  ax=abs(x)
  z=8./ax
  y=z**2
  xx=ax-2.356194491
  bessj1=sqrt(.636619772/ax)*(cos(xx)*(p1+y*(p2+y*(p3+y*(p4+y -
    *p5))))-z*sin(xx)*(q1+y*(q2+y*(q3+y*(q4+y*q5)))))*sign(1.,x)
endif
return
end

```

```

FUNCTION bessj(n,x)
INTEGER n,IACC
REAL bessj,x,BIGNO,BIGNI
PARAMETER (IACC=40,BIGNO=1.e10,BIGNI=1.e-10)
INTEGER j,jsum,m
REAL ax,bj,bjm,bjp,sum,tox,bessj0,bessj1
if(n.lt.2)pause 'bad argument n in bessj'
ax=abs(x)
if(ax.eq.0.)then
  bessj=0.
else if(ax.gt.float(n))then
  tox=2./ax
  bjm=bessj0(ax)
  bj=bessj1(ax)
  do j=1,n-1
    bjp=j*tox*bj-bjm
    bjm=bj
    bj=bjp
  enddo
  bessj=bj
else
  tox=2./ax
  m=2*((n+int(sqrt(float(IACC*n))))/2)
  bessj=0.
  jsum=0

```

```
sum=0.
bjp=0.
bj=1.
do j=m,1,-1
  bjm=j*tox*bj-bjp
  bjp=bj
  bj=bjm
  if(abs(bj).gt.BIGNO) then
    bj=bj*BIGNI
    bjp=bjp*BIGNI
    bessj=bessj*BIGNI
    sum=sum*BIGNI
  endif
  if(jsum.ne.0) sum=sum+bj
  jsum=1-jsum
  if(j.eq.n) bessj=bjp
enddo
sum=2.*sum-bj
bessj=bessj/sum
endif
if(x.lt.0..and.mod(n,2).eq.1) bessj=-bessj
return
END
```