

FORMATION

« *Sciences de la Matière* »

*École Normale Supérieure de Lyon*  
*Université Claude Bernard Lyon1*



STAGE 2008-2009

**CHAMPION Maxime**  
L3  
Option Physique

---

## **Contrôle des champs magnétiques dans une expérience de condensation de Bose-Einstein d'atomes de chrome**

---

L'équipe "Atomes Froids" travaille sur un condensat de Bose-Einstein d'atomes de chrome. Pour réaliser certaines expériences, il faut que le champ magnétique soit nul au niveau du condensat. Le stage a consisté à utiliser un capteur de champ magnétique pour mesurer les fluctuations du champ magnétique sur l'expérience, puis de compenser activement ce champ.

### Mot-clés :

Capteur de champ magnétique, Analyse et contrôle des bruits techniques, Physique atomique, Condensat de Bose-Einstein

***Laboratoire de Physique des Lasers (LPL)***  
*Institut Galilée, 99 avenue J.-B. Clément, 93 430 Villetaneuse*  
*([www-lpl.univ-paris13.fr](http://www-lpl.univ-paris13.fr))*

*Maître de stage : Etienne Maréchal*  
*([Etienne.marechal@univ-paris13.fr](mailto:Etienne.marechal@univ-paris13.fr), 01 49 40 33 96)*

**Juin - Juillet 2009**

# Introduction

Mon stage de L3 s'est déroulé au sein de l'équipe "Atomes Froids" du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) situé à Villetaneuse dans le campus de l'université Paris-Nord. L'équipe, dirigée par Olivier Gorceix, est composée par l'enseignant-chercheur Laurent Vernac, le chercheur du CNRS Bruno Laburthe-Tolra, l'ingénieur-chercheur du CNRS Etienne Maréchal, le post-doctorant Paolo Pedri et les doctorants Quentin Beauvils, Benjamin Pasquiou et Gabriel Bismut. Cette équipe étudie les propriétés des condensats de Bose-Einstein d'atomes de Chrome ultra froids (quelques centaines de nano-kelvin).

Le but de mon stage a été de mettre en place une stabilisation active des champs magnétique au niveau du condensat. En effet, sous l'influence du champ magnétique, les niveaux d'énergies des atomes de Chrome sont modifiés par effet Zeeman. Ainsi, cette compensation du champ pourrait permettre de réaliser certaines expériences qui sont actuellement irréalisables à cause des fluctuations du champ magnétique.

Pour cela, j'ai eu à utiliser deux capteurs de champ magnétiques HMC2003. Une compensation active utilisant ce capteur a déjà été utilisée avec succès sur une expérience d'atomes froids (cf [4]). La première partie de mon travail a consisté à prendre correctement en main ces capteurs, notamment en les caractérisant de manière précise. Une fois ces capteurs bien maîtrisés, j'ai pu réaliser des premières mesures de champ magnétique ambiant, et ainsi quantifier le niveau de bruit du champ magnétique ambiant. J'ai pu alors mettre en évidence que ce bruit était causé par certains appareils électroniques.

A partir de ces premières mesures, il a été possible de mettre en place des dispositifs de compensation active et déportée de ce champ ambiant, en dehors de l'expérience de condensation. Pour cela, il a fallu mettre en place des montages électroniques particuliers.

Enfin, les détecteurs HMC2003 étant limités en bande passante, j'ai pu utiliser un détecteur de courant pour caractériser le bruit en courant de certaines alimentations présentes sur le montage de l'expérience de condensation.

## 1 Le dispositif expérimental et les problèmes liés aux champs magnétiques

### 1.1 Le montage expérimental

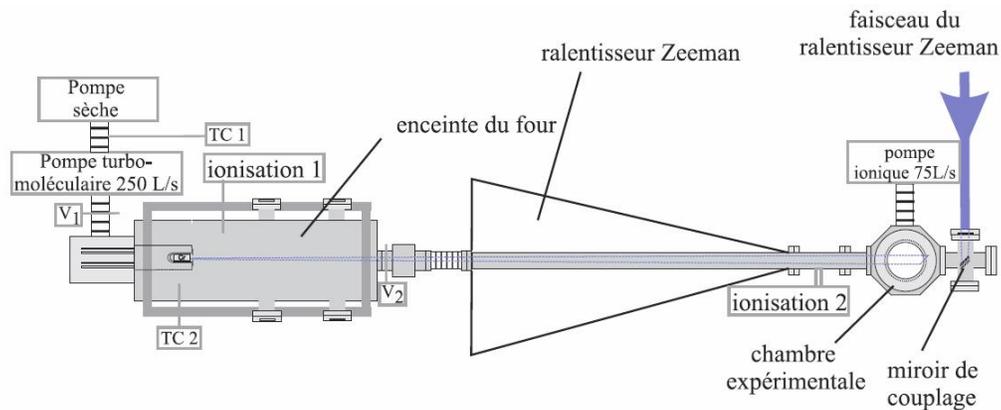


FIGURE 1 – Schéma complet du dispositif expérimental (cf [3])

Pour obtenir des atomes de chrome ultra-froids on opère de la façon suivante. Une barre de chrome est placée dans un four à 1873K sous un vide très poussé ( $10^{-9} \text{ mbar}$ ). Le gaz d'atomes résultant de la sublimation

du chrome solide sort du four à une vitesse moyenne de l'ordre de  $900m.s^{-1}$ . Ce jet est ralenti au moyen d'un dispositif appelé ralentisseur Zeeman jusqu'à une vitesse de l'ordre de quelques dizaines de mètres par secondes sur un mètre de trajet. Ensuite les atomes sont confinés dans un piège magnéto-optique, de température de l'ordre de  $100\mu K$ . A ce piège est superposé un faisceau laser infrarouge très intense de  $50W$  qui réalise un piège optique de profondeur  $U_0$  (de l'ordre de  $500\mu K$ ). Les atomes sont ensuite refroidis par refroidissement évaporatif pour atteindre la température de Bose et condenser, ils se trouvent alors à quelques centaines de nano-kelvin. L'évaporation consiste à diminuer la profondeur  $U_0$  du piège optique, les atomes les plus chauds sont donc libérés du piège et ceux restant retrouvent l'équilibre thermodynamique à plus basse température.

## 1.2 L'atome de chrome

Le piège magnéto-optique utilise la transition principale de l'atome de chrome entre l'état fondamental  $^7P_3$  et le premier état excité  $^7P_4$ . Ce piège sert à ralentir très fortement les atomes (ceux ci passent de quelques dizaines de mètre par secondes à quelques centimètres par secondes). En effet, le piège capture les atomes ralentis par le ralentisseur Zeeman et les refroidi jusqu'à autour de  $100\mu K$  (avec  $v = \sqrt{k_B T / M}$ ). Cette transition s'effectue avec un laser à  $425nm$  de  $350mW$ .

Le faisceau de  $50W$  a lui une longueur d'onde de  $1,66\mu m.$ , il est en dehors des résonance du chrome et sert à piéger et contenir le condensat dans une zone très étroite déterminée par le waist du laser ( $W_0 = 45\mu m$ ) qui est focalisé sur le nuage d'atomes froids.

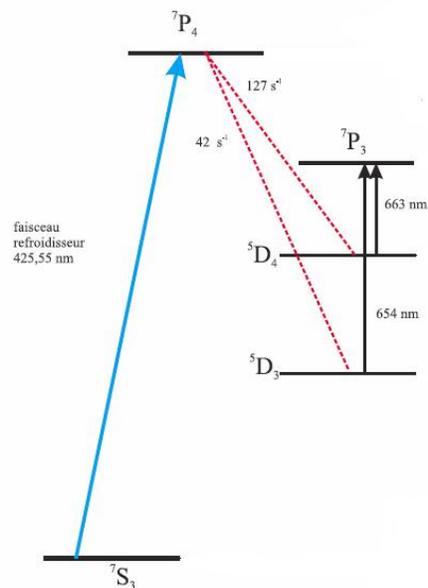


FIGURE 2 – Spectrographie de l'atome de Chrome (cf [1])

## 1.3 L'effet du champ magnétique

Par l'effet Zeeman, le niveau des différents états de spin de l'atome de chrome dans l'état  $^7S_3$  sont décalés sous l'effet d'un champ magnétique. Pour l'atome de chrome au niveau fondamental  $^7S_3$ , le décalage de l'état de spin  $S$  avec  $M_S$  compris entre  $-3$  et  $3$  est de  $2,8MHz/Gauss$ <sup>1</sup>. Ainsi, comme nous allons le voir, les

1. Les énergies sont ici exprimées en  $Hz$ , on retrouve des Joules par la formule  $E = hv$ .

fluctuations mesurées de l'ordre du milligauss entraînent un décalage en énergie de  $2,8\text{kHz}$  par milligauss. Cela peut sembler négligeable, mais l'énergie interne du condensat est de l'ordre de  $10\text{kHz}$ , ce décalage est donc assez important.

De plus, le champ magnétique étant fluctuant, ces fluctuations empêchent une stabilisation des niveaux d'énergie. Un objectif intéressant est de placer le condensat dans un champ nul, ainsi les 7 niveaux de spins seraient dégénérés, et l'équipe pourrait étudier la dynamique d'échange de répartition des atomes entre différents spins. Il faut donc une très bonne compensation du champ magnétique pour y parvenir.

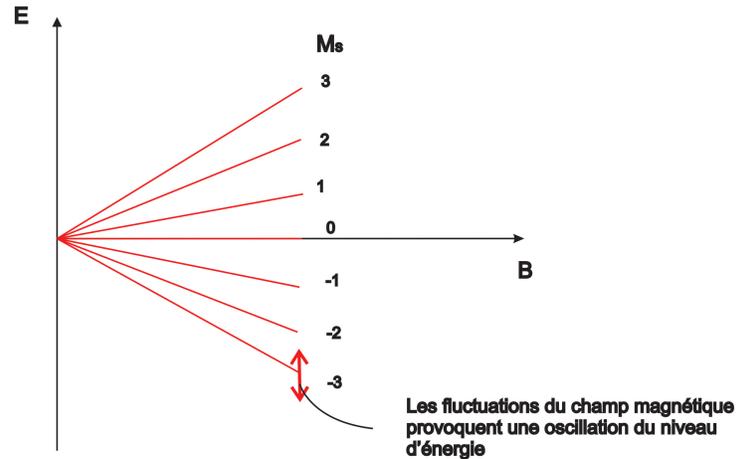
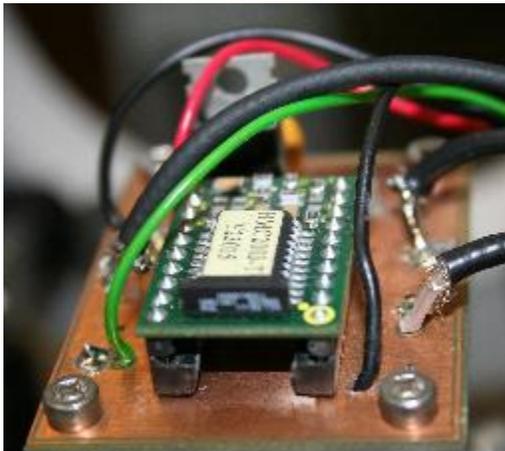


FIGURE 3 – Schéma de l'influence du champ magnétique sur les niveaux d'énergie des différents états de spin  $M_s$ .

## 2 Le capteur de champ HMC2003



Symbol	Millimeters		Inches	
	Min	Max	Min	Max
A	11.43	12.45	0.45	0.49
A1	4.06	5.08	0.16	0.20
D	25.91	26.92	1.02	1.06
e	2.41	2.67	0.095	0.105
H	18.03	19.05	0.71	0.75

FIGURE 4 – Photo du détecteur HMC2003 et ses dimensions (extrait de sa fiche de caractéristiques)

Le détecteur de champ utilisé est un détecteur trois axes (HMC2003). Ce capteur peut donc mesurer simultanément le champ magnétique selon trois directions. Pour ce faire, il utilise les propriétés d'un matériau magnétorésistant. Ce type de matériaux présente une forte hystérésis.

Avant de pouvoir utiliser ce capteur correctement, il a fallu vérifier ses caractéristiques, et apprendre à le prendre en main. Le laboratoire étant construit selon l'axe nord-sud, en se plaçant perpendiculairement à cet axe, nous nous affranchissons quasiment totalement du champ magnétique terrestre, ce qui a fortement aidé nos mesures. Et enfin, ce capteur est petit (cf ses dimensions figure 4), ce qui facilite son utilisation. Le capteur est fourni avec une électronique déjà intégrée et il suffit de l'alimenter pour pouvoir l'utiliser.

## 2.1 Physique du capteur

La magnétorésistance est une propriété de certains matériaux. Cette propriété est un changement de la résistance du matériau causé par un champ magnétique. Cet effet a été découvert par Thomson en 1856.

Le capteur HMC 2003 utilise des films de permalloy répondant à la propriété de la magnétorésistance anisotrope, c'est à dire que sa résistance électrique dépend de l'angle formé entre le flux de courant parcourant le matériau et l'orientation du champ magnétique.

Cet effet s'explique physiquement par un décalage différent des niveaux d'énergies des électrons à spin positif ou négatif sous l'influence d'un champ magnétique. Pour le moment, cet effet n'a pas pu être calculé de manière satisfaisante, les différences entre les expériences et la théorie sont toujours d'un ordre de grandeur. Toutefois, les paramètres les plus importants du phénomène peuvent être déterminés expérimentalement (cf [2]).

## 2.2 Caractérisation de la réponse du capteur

Le constructeur du détecteur donne, dans sa fiche technique, un certain nombre de données typiques. Nous avons voulu vérifier ces courbes par nos propres mesures expérimentales.

Pour pouvoir tester ce capteur, nous avons construit deux bobines. Elles ont permis de créer un champ magnétique bien défini et parfaitement calculable théoriquement.

### 2.2.1 Les bobines

Le modèle que nous avons choisi donne, sur l'axe de la bobine, avec  $z$  la distance par rapport au centre de la bobine :

$$B(z) = \frac{\mu_0 N I}{2r} \frac{1}{\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{3/2}}$$

avec  $r$  le rayon des spires de la bobine,  $N$  le nombre de spire et  $I$  le courant parcourant la bobine.

De plus, la bobine étant constituée de fils de cuivre de diamètre  $D = 1,3\text{mm}$ , elle possède une résistance interne donnée par :

$$R_{bobine} = \rho_0 \frac{2\pi r}{S} N$$

avec  $\rho_0 = 1,728 \cdot 10^{-8} \Omega m^{-1}$  la résistivité du cuivre et  $S$  la surface transverse du fil.

Et enfin, son inductance est donnée, en première approximation, par la formule :

$$L = \mu_0 N^2 r \frac{\pi}{2}$$

A partir de ces éléments, nous avons construit deux bobines de 52 spires chacune de rayon moyen  $r_{moy} = 8\text{cm}$ . Ainsi, le champ magnétique créée par ces bobines varie lentement sur une longueur de l'ordre du centimètre, ce qui est la taille caractéristique du capteur. Ces bobines ont été bobinées sur une armature en aluminium.

Le nombre de spires a été à la fois déterminé par des critères techniques et par une volonté de limiter la puissance dissipée. En effet, le courant sera de l'ordre de l'ampère. La résistance de la bobine est  $R_{bobine} = 0,34\Omega$ , ce qui donnera pour  $I = 10\text{A}$  une puissance dissipée de  $34\text{W}$ , ce qui reste acceptable au niveau chauffage. De plus, on a alors  $L = 0,4 \cdot 10^{-3}\text{H}$ .

### 2.2.2 Réponse en tension du capteur

Avec une bobine, en faisant varier l'intensité du courant la parcourant, on a mesuré la réponse du capteur à un champ magnétique. La bobine est placée à 8cm du capteur, celui-ci placé sur l'axe de celle-ci, et mesurant le champ selon cette direction. Avec un second capteur de champ magnétique parfaitement étalonné, utilisant lui l'effet Hall, nous avons une mesure du champ absolu. Nous avons alors obtenu la figure 5 ci-dessous.

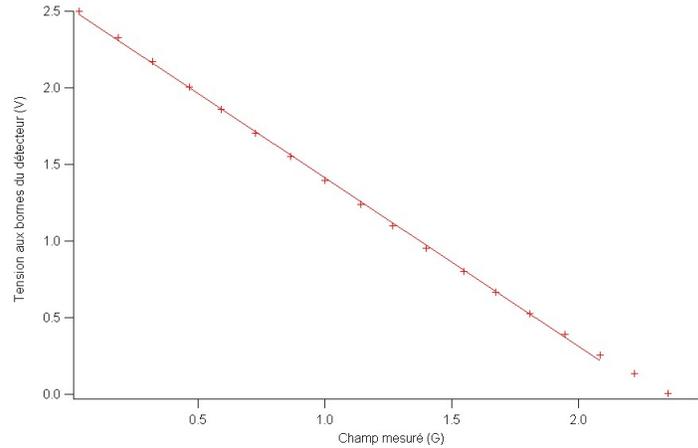


FIGURE 5 – Mesure de la tension de sortie du détecteur en fonction du champ mesuré par un second détecteur.

Cette mesure donne, entre 0G et 2G, un comportement linéaire avec une pente de  $-1,0435 \pm 0,00839$  V/G. De plus, la valeur en champ nul devient  $2,5116 \pm 0,00866$  V. Ces deux mesures sont en accord avec les données du constructeur (figure 6). En effet, nos deux mesures sont situées dans les zones de distribution la plus élevée.

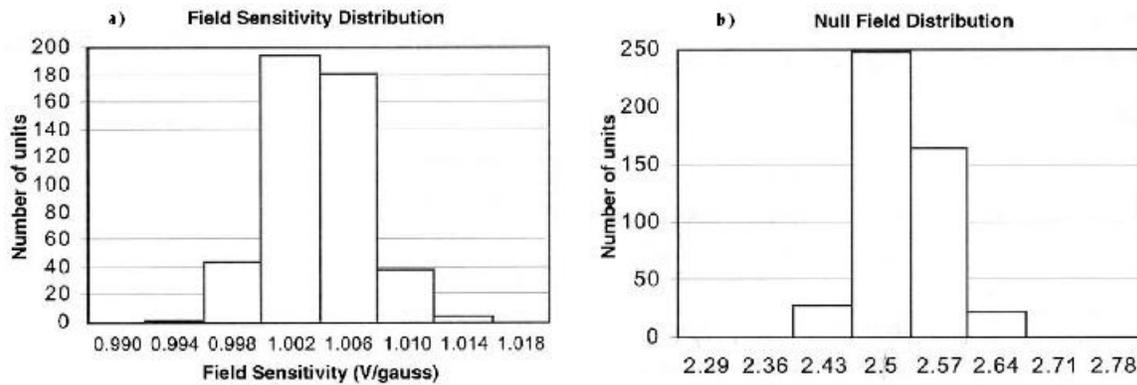


FIGURE 6 – Extrait de la fiche technique du constructeur. a/ Distribution de la sensibilité du détecteur. b/ Distribution de la valeur de la tension en champ nul

### 2.2.3 Bande passante du capteur

Nous avons ensuite mesuré la bande passante du capteur. Pour cela, nous faisons passer un courant alternatif à travers la bobine. A cause de son impédance, comme la tension aux borne de la résistance reste

constante, l'amplitude du courant ne sera pas la même selon la fréquence, en effet  $U = jL\omega I + R_{bobine}I$ .

Or on a  $L = \frac{\mu_0 N^2 \pi r^2}{2} = 0,4 \cdot 10^{-3} H$ , ce qui donne une fréquence de coupure  $f_{bobine} = R_{bobine} / 2\pi L \approx 240 Hz$ . Or cette valeur est inférieure à la valeur attendue de la fréquence de coupure du détecteur.

Pour remédier à ce problème, il suffit de placer une résistance  $R_{RL}$  en série avec la bobine. Nous avons alors un montage RL, et nous choisissons  $R_{RL}$  de telle sorte que la pulsation de coupure soit très grande devant  $10^3 Hz$ , limite de la bande passante attendue du capteur. En prenant  $R_{RL} = 1 k\Omega$ , il vient  $f_{RL} \approx 400 kHz$ . La mesure de la bande passante sera donc vraisemblablement celle du détecteur.

Avec ce dispositif, nous avons positionné le détecteur à une distance de  $8 cm$  du centre la bobine, et avons fait parcourir la bobine par un courant alternatif de fréquence variable  $f$ . Le dispositif est soumis à une tension de  $20V$ , ce qui donne une intensité  $I = 0,02A$ . L'amplitude maximale du champ est de  $8,83 mV$ . Nous trouvons alors la figure 7.

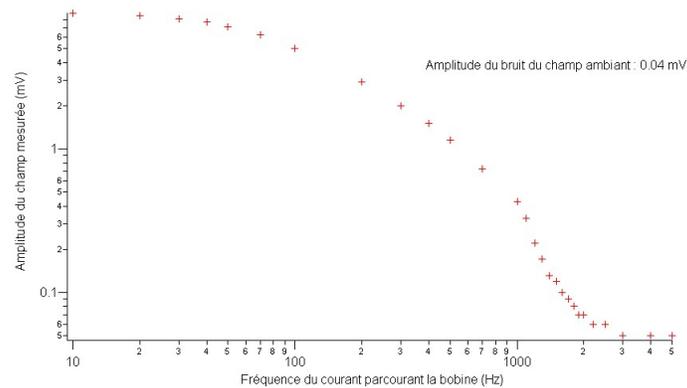


FIGURE 7 – Mesure de la réponse en fréquence du détecteur HMC2003 avec un champ crée par un courant alternatif parcourant une de nos bobines.

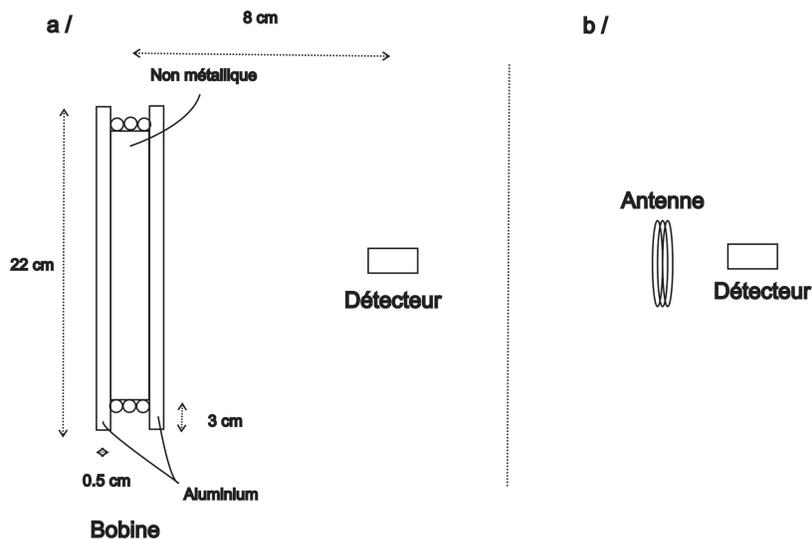


FIGURE 8 – Dispositifs de mesure de la bande passante. a/ avec une bobine b/ avec une antenne

En prenant comme limite de bande passante  $V_{max} / \sqrt{2}$ , on trouve une bande passante de  $70 Hz$ , ce qui est très loin de la valeur attendue.

Après réflexion, il s'avère que ce sont nos bobines qui posent problèmes. En effet, elles ont été construites autour d'une armature métallique. Or à travers cette armature peuvent circuler des courants de Foucault, qui écrantent le champ crée par la bobine, comme le montre le petit modèle qui suit.

### Les courants de Foucault.

Cherchons à calculer le flux du champ magnétique traversant la bobine. Ce flux est la somme du flux crée par le courant circulant dans la bobine  $\Phi_{propre}$  et du flux induit  $\Phi_{induit}$ .

$$\Phi = \Phi_{propre} + \Phi_{induit} \quad (1)$$

On a  $\Phi_{propre} = LI(t)$ . Cherchons à calculer le flux induit. L'équation de Faraday nous dit  $e = -\frac{d\Phi}{dt}$  avec  $e$  la tension dans l'armature, ce qui donne en notation complexe,  $e = -j\omega\Phi(t)$ . En notant  $R_{arm}$  la résistance de l'armature, et en modélisant l'armature comme une spire parcourue par un courant  $e/R_{arm}$ , on montre que  $L_{arm} = L/N^2$ . Donc le courant parcourant l'armature provoque le flux induit :  $\Phi_{induit}(t) = -j\omega\frac{L}{R_{arm}N^2}\Phi(t)$ . D'où (1) devient :

$$\Phi(t) = LI(t) - j\omega\frac{L}{R_{arm}N^2}\Phi(t) \quad (2)$$

Or  $\Phi = \pi r^2 B(z=0, t)$ , d'où :

$$\underline{B}(z, t) = \frac{1}{1 - \frac{L}{N^2 R_{arm}} j\omega} \frac{LI(t)}{N\pi r^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{3/2}} \quad (3)$$

$$\underline{B}(z, t) = \frac{1}{1 - \frac{L}{N^2 R_{arm}} j\omega} \frac{\mu_0 NI(t)}{2r} \frac{1}{\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{3/2}} \quad (4)$$

Ce résultat nous donne la fréquence de coupure à  $\sqrt{2}$  :  $f_{arm} = \frac{N^2 R_{arm}}{2\pi L}$ . On a  $R_{arm} = \gamma_{arm} 2\pi r / S_{arm}$ ,  $\gamma_{arm}$  la résistivité du métal de l'armature. On prend  $S_{arm} = 1\text{cm} \times 3\text{cm}$  (cf figure 8 - a où une bobine est représentée). On a alors  $f_{arm} \approx 1,58.10^9 \gamma_{arm}$ . On a donc expérimentalement  $f_{arm} = 70\text{Hz}$  et ainsi  $\gamma_{arm,experimental} = 4,4.10^{-8}\Omega\text{m}$ . Or la resistivité de l'aluminium est  $\gamma_{aluminium} = 2,7.10^{-8}\Omega\text{m}$ . Ce petit modèle nous permet donc de retrouver un ordre de grandeur cohérent.

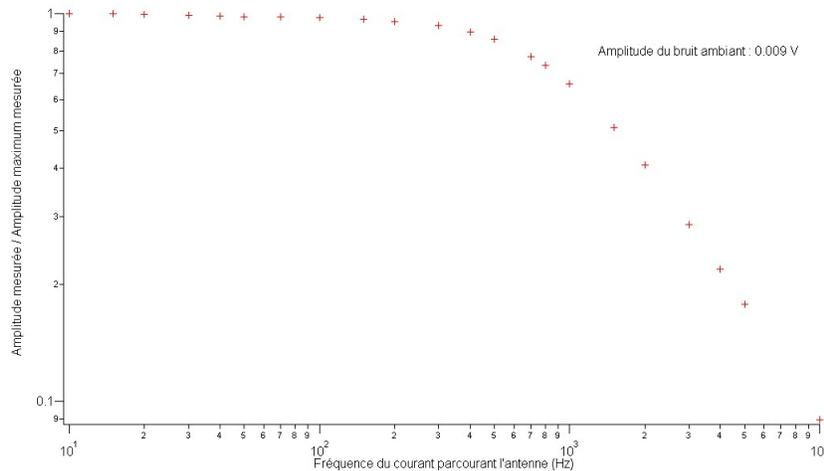


FIGURE 9 – Mesure de la réponse en fréquence du détecteur avec un champ crée par un courant alternatif parcourant une petite antenne.

Pour remédier à ce problème, nous avons utilisé une petite antenne en remplacement de la bobine (cf figure 8-b). L'antenne est constituée de quelques spires de fils de cuivre de rayon de l'ordre du centimètre avec une résistance de  $50\Omega$  en série. Les autres données sont les mêmes que précédemment. Avec ce dispositif, nous obtenons la figure 9. Nous mesurons alors une bande passante de  $1kHz$ , ce qui est donc conforme avec les indications du constructeur. De plus, nous avons réalisé la même expérience avec un champ d'offset de  $1.5G$  créée par une bobine, et les résultats sont les mêmes. Cela nous prouve que la bande passante ne dépend pas de l'amplitude du champ magnétique.

Le problème avec l'armature nous a fait comprendre que les courants de Foucault avaient une influence importante même à basse fréquence. Pour éviter cet écrantage, nous avons remplacé le support du détecteur initialement en aluminium par un support en plastique.

### 2.3 Hystérésis du capteur

Les magnéto-résistances des capteurs ont un important défaut. En effet, ils peuvent avoir une mauvaise reproductibilité à cause de phases d'hystérésis. En particulier, s'ils sont soumis à un fort champ, leurs caractéristiques sont modifiées de façon définitive.

Cette hystérésis apparaît lorsque le détecteur est soumis à un champ dépassant la zone de fonctionnement. Par exemple, lorsque l'on approche puis éloigne un aimant du détecteur, la valeur en tension du champ nul passe de  $2,5V$  à presque  $3V$ . De plus, comme nous l'avons remarqué en déterminant la réponse en tension, la pente de cette réponse peut fortement varier. En effet, la mesure effectuée au paragraphe 2.2.2 a d'abord mis en évidence une pente de  $0,68 V/G$  et une plage de fonctionnement linéaire allant jusqu'à  $1,5G$  au lieu de  $2G$ . Cette mesure avait été effectuée sans aucunes informations sur l'historique en champ du détecteur.

Pour remédier à cela il faut faire une "remise à zéro du capteur" grâce à un dispositif dit de "set-reset". Ce dispositif permet de provoquer deux forts champs magnétique de sens opposés (set et reset). Ces champs "réalignent" le composant qui revient à son état initial. Pour cela, il faut fournir deux pics de courant très intense de signe opposé à une entrée spécifique du détecteur. Le montage permettant cela a été fourni par le constructeur puis réalisé par l'atelier d'électronique.

Pour essayer de caractériser la nécessité de l'emploi du set-reset, nous avons voulu savoir quand apparaît véritablement l'hystérésis. Pour cela, nous avons étudié la réponse du capteur en champ nul après un set-reset puis un pulse d'un champ (champ non nul pendant quelques secondes). C'est à dire que chaque mesure a commencé par un set-reset, puis, avec une bobine, nous avons appliqué un champ magnétique pendant quelques secondes, puis nous avons regardé la réponse du capteur sans qu'aucun champ ne soit appliqué.

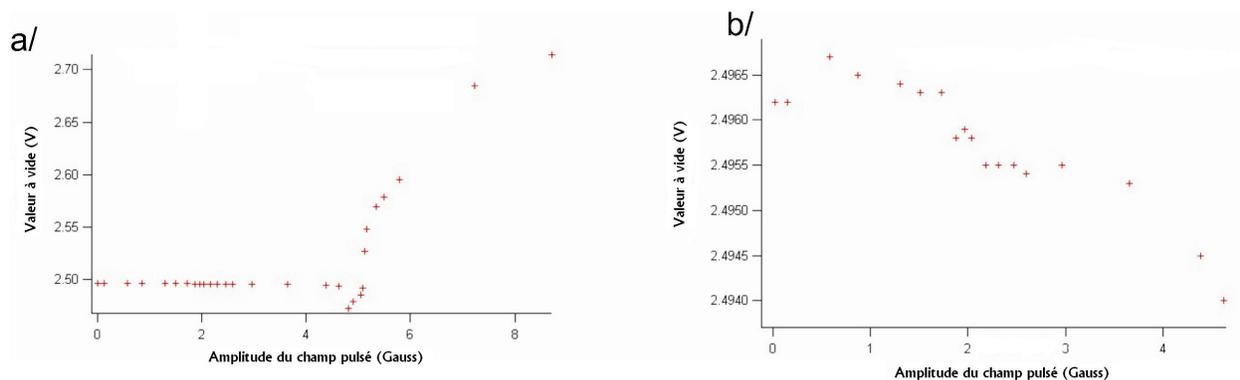


FIGURE 10 – a/ Valeurs en sortie du détecteur sans champ magnétique après un set-reset puis un pulse d'un champ. b/ Grandissement de la figure a/ autour de la zone de fonctionnement.

Les mesures de la figure 10 nous indiquent que le détecteur est soumis à une faible hystérésis avant un peu plus de 4G. De plus, la figure 10 - b nous indique que, dans la zone de fonctionnement, la valeur en champ nul après un set-reset varie de moins de 1mV, ce qui signifie moins de 1mG.

On le voit donc, le set-reset est d'une importance cruciale pour réaliser des mesures correctes. Le détecteur ayant vocation à être installé sur la manipulation de la condensation, où des champs de plus de 10G sont parfois appliqués, le fonctionnement du set-reset doit être totalement maîtrisé. Sinon le capteur deviendra bien vite inutile.

## 2.4 Résolution du capteur

Enfin, la dernière information dont nous avons besoin est la résolution du capteur. Nous voulons savoir quels champs minimaux nous pouvons mesurer. Pour cela, nous avons étudié le niveau de bruit moyen en sortie du détecteur. Nous avons donc étudié le spectre du signal de sortie du détecteur avec un analyseur de spectre.

Le niveau moyen de bruit se situe alors à  $-85dBV$  sur une place entre 100Hz et 1kHz. C'est à dire, en notant  $U$  le signal de bruit en sortie, que nous avons :

$$20\log\left(\frac{U}{1\text{Volt}}\right) = -85dBV$$

D'où  $U \approx 56.10^{-6} = 56\mu\text{Gauss}$ . Le constructeur donne une valeur sensiblement inférieure ( $40\mu\text{Gauss}$  de résolution), mais précise que la précision dépend de la qualité du set-reset utilisé.

## 3 Mesures de bruits du champ magnétique ambiant

Comme nous l'avons dit en introduction, certaines expériences sur le condensat de chrome semblent limités par les bruits du champ magnétique sur l'expérience. Maintenant que nous avons caractérisé le capteur, nous pouvons réaliser les premières mesures de champ magnétique ambiant. Avant de faire des mesures sur l'expérience, qui est peu accessible et très encombrée, nous avons effectué des mesures dans une salle indépendante.

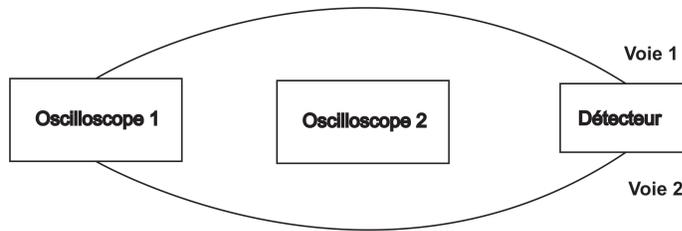
### 3.1 Mesures dans une salle indépendante de l'expérience du condensat

Les premières mesures ont mis en évidence un signal à 50Hz. Ce signal était en partie attendu, car les appareils électroniques étant alimentées avec un courant à 50Hz, ils pouvaient rayonner un champ magnétique à cette même fréquence. Toutefois, il a fallu s'assurer que ce signal était bien un champ magnétique détecté. Ce signal pouvait en effet être dû à des problèmes de masse ou encore à un signal parasite.

Par exemple, nous avons à un moment détecté sur l'oscilloscope un signal haute fréquence qui n'était pas un champ ambiant. Ce signal était dû à la création d'une antenne à cause de deux câbles coaxiaux branchés entre le même oscilloscope et le détecteur (cf figure 11). En plaçant un second oscilloscope au milieu, un signal à 50kHz apparaissait sur l'oscilloscope.

Nous nous sommes alors placé dans les conditions les plus simples, c'est à dire l'étude sur une seule voie du détecteur. En déplaçant le capteur, le signal était fortement augmenté ou diminué. Son amplitude pouvait passer de presque 30mG jusqu'à disparaître sous le bruit de l'oscilloscope (bruit de l'ordre de 1mV, donc champ inférieur à 1mG). Cette décroissance avec la distance est extrêmement rapide, elle se faisait sur l'ordre du mètre. Or le rayonnement des alimentations est dû à un rayonnement de type dipolaire, c'est à dire typiquement avec une décroissance en  $1/r^3$ . De plus, deux détecteurs ont donné le même résultat. Nous en avons donc déduit que nous avons bien affaire à un rayonnement dû aux alimentations. De plus, le signal devenait quasiment nul lorsque nous laissions en fonction uniquement ce qui était nécessaire au fonctionnement du détecteur.

Nous avons ensuite testé plusieurs alimentations, et il s'est avéré que certaines rayonne plus que d'autres. En effet, une alimentation en particulier était responsable de la quasi totalité du signal détecté. Il s'agit de



Détection d'un signal haute fréquence par l'oscilloscope 1 qui disparaît si l'on retire l'oscilloscope 2

FIGURE 11 – Détection sur l'oscilloscope d'un signal parasite

l'alimentation HP E3631A du système de set-reset (qui a besoin de plus de 20V en alimentation). Le rayonnement est, à 50cm de distance, de 14mG. Cette alimentation est "linéaire", c'est à dire qu'elle crée un courant en continu. Il s'est avéré que les alimentations fonctionnant sur ce principe rayonnent beaucoup plus que celles "à découpage" (cf paragraphe 5.3 page 16).

Ce signal a de plus été étudié à l'analyseur de spectre. En plus d'une fréquence fondamentale à 50Hz, les premières harmoniques impaires sont bien visibles, notamment à 150Hz et 250Hz. En effet, la fréquence fondamentale est à  $-50dBV$ , la première harmonique à  $-60dBV$  et la troisième à  $-70dBV$ , pour un niveau de bruit moyen à  $-85dBV$ .

### 3.2 Mesures dans la salle d'expérience

Dans la salle d'expérience, toutes les alimentations sont à au moins un mètre de distance du condensat. Toutefois, elles sont nombreuses. Les mesures de champ ont donné un champ ambiant à 50Hz selon les trois directions du capteur. L'amplitude de ce champ était inférieure à 2mG selon la verticale et la direction nord-sud, et d'environ 5mG selon la direction est-ouest. Comme il a été dit dans le paragraphe 1.3, de tels champs provoquent des variations d'énergie très importantes pour le condensat.

Nous avons alors essayé de voir quelle alimentation provoquait majoritairement ce bruit. Nous avons donc coupé puis rallumé une par une toutes les alimentations non indispensables en permanence. Toutefois, le champ sur la table d'expérience n'en a été que très peu modifié. Les alimentations lointaines ne jouent donc pas un rôle prépondérant sur l'apparition de ce champ.

Le champ restant est relativement uniforme sur toute la surface de l'expérience. De plus, lors de la séquence de création du condensat, des champs dépassant les limites du détecteur sont appliqués. Lors de la compensation active, il faudra donc mettre un place un cycle de déclenchement du set-reset.

## 4 Stabilisation active du champ magnétique

Pour effectuer la stabilisation du champ, nous avons procédé en deux étapes. Tout d'abord nous avons stabilisé le champ à l'endroit où il était détecté, puis nous l'avons stabilisé à un endroit déporté de sa mesure. Pour cela, nous avons utilisé un montage amplificateur relié à une antenne créant un champ s'opposant au champ détecté.

### 4.1 Montage électronique

Afin d'utiliser le signal détecté, il a fallu l'amplifier et surtout contrôler le gain de l'amplificateur. Pour cela, nous avons construit le montage de la figure 12 ci-dessous.

Ce montage doit délivrer du courant à la petite antenne<sup>2</sup> de compensation du champ. Cette antenne est

2. 10 spires de 7cm de diamètre

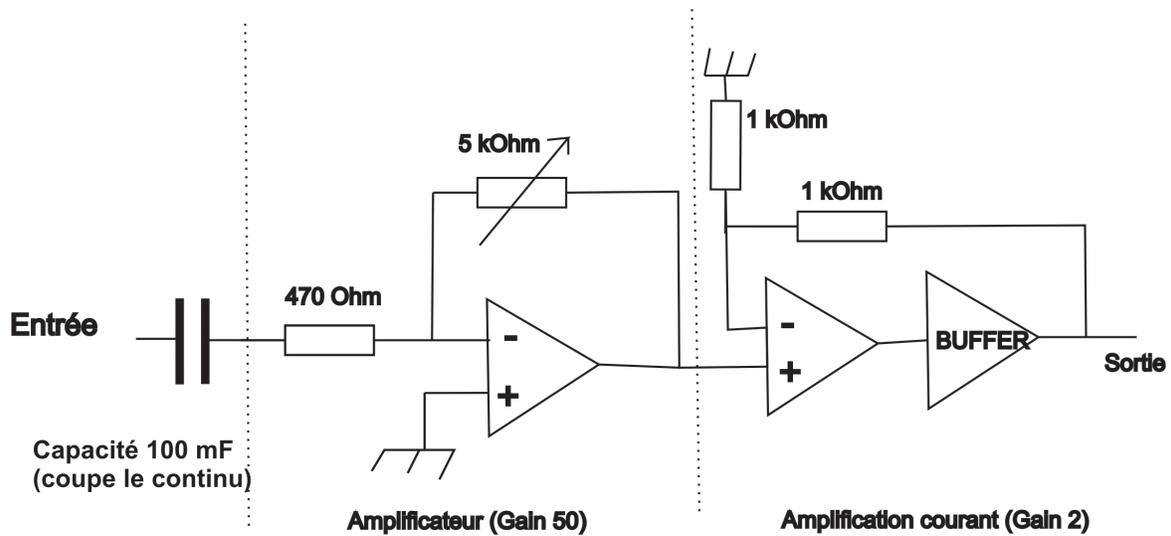


FIGURE 12 – Montage électronique amplificateur, utilisant un buffer de courant BB BUF634 et deux amplificateurs OP 27

placée en série avec une résistance de  $10\Omega$  qui, comme pour nos bobines du départ, permettra de ne pas déformer le signal d'entrée.

La première partie du montage est un simple circuit amplificateur avec un gain variable grâce à un potentiomètre. Le gain maximum est de 50. Toutefois, ce n'est pas suffisant. En effet, un tel montage n'est pas capable de sortir suffisamment de courant dans l'impédance de sortie de  $10\Omega$ .

Pour remédier à cela, nous avons utilisé un buffer BB BUF634. Ce composant est un suiveur capable de sortir jusqu'à  $200mA$  de courant, contrairement à un amplificateur opérationnel classique qui ne délivre que quelques milliampères au maximum. Ce buffer est placé dans un montage de gain 2. Ce montage complet est alors capable de sortir suffisamment de courant pour amplifier un signal de  $1mV$  d'un facteur 100 sur une résistance de sortie de  $10\Omega$ .

On remarquera une capacité servant à couper le signal continu dans ce montage. En effet, rappelons que le détecteur renvoie une valeur non nulle pour un signal nul ( $2,5V$ ). Si ce signal continu circule dans l'amplificateur, celui-ci va rapidement saturer, et la stabilisation active sera impossible.

## 4.2 Stabilisation active du champ magnétique

Le premier dispositif a permis une stabilisation active du champ. Le schéma de principe est donné par la figure 13. L'antenne est disposée à côté du détecteur, le champ crée va donc s'opposer au champ réel mesuré en ce point.

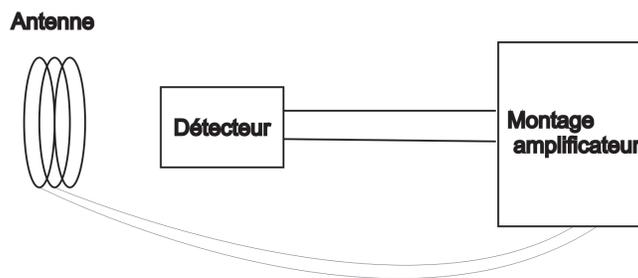


FIGURE 13 – Schéma de principe de la stabilisation active du champ magnétique

Avant l'asservissement, on pouvait mesurer l'amplitude pic-pic du signal, qui était de  $11,1mV$ , mais après l'asservissement, le signal se confondait en partie avec le bruit de l'oscilloscope et du système, et le signal détecté avait une amplitude pic-pic de  $720\mu V$ , avec une incertitude de plusieurs centaines de microvolts.

En utilisant l'analyseur de spectre, nous avons mesuré l'amplitude des différentes harmoniques avant et après la stabilisation. La fréquence fondamentale à  $50Hz$  passe de  $-50,7dBV$  à  $-88,9dBV$ . Cette atténuation de  $40dBV$  se retrouve pour toutes les harmoniques. Nous avons donc une atténuation d'un facteur 100 du signal.

Si le gain de l'amplificateur est trop fort, l'asservissement se met à osciller et envoie un signal saturé. Toutefois, la gamme de fonctionnement en gain de l'asservissement est assez large et très stable. Tant que l'on ne dépasse pas un certain gain, l'asservissement fonctionne convenablement.

### 4.3 Stabilisation déportée du champ magnétique

Le dispositif décrit précédemment ne convient pas à la stabilisation à effectuer sur le condensat. En effet, celui-ci est au centre d'un dispositif hermétique d'une dizaine de centimètres de rayon. Il est donc impossible de mesurer continuellement le champ au niveau du condensat. Pour stabiliser ce champ, nous allons utiliser l'uniformité de celui-ci remarquée lors des mesures précédentes.

Pour cela, nous avons mis en place le dispositif décrit par la figure 14. Nous utilisons deux détecteurs. Un pour mesurer le champ, et un second pour mesurer l'effet de l'atténuation.

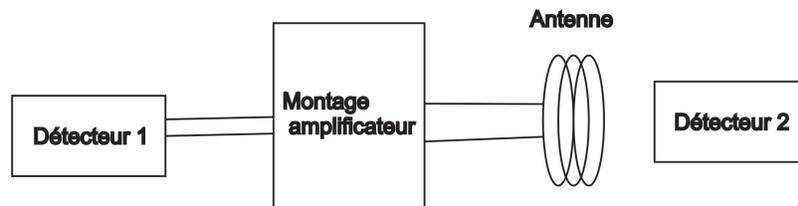


FIGURE 14 – Schéma de principe de la stabilisation déportée du champ magnétique

En effet, supposons que le champ magnétique soit uniforme et notons le  $S$ . Le premier détecteur va mesurer le champ  $S$ . Ce signal va être amplifié électroniquement d'un facteur  $G$  (toujours en coupant la partie continue du signal). Ce signal amplifié va ensuite parcourir l'antenne, qui va donc finalement créer un champ sur son axe  $B_{antenne}(z, G) = \frac{\gamma G}{(1 + \frac{z^2}{r^2})^{3/2}} S$  avec  $\gamma$  un facteur lié à la géométrie de l'antenne,  $r$  le rayon des spires de l'antenne et  $z$  la distance au centre de l'antenne sur son axe. Si donc nous plaçons le second détecteur sur l'axe de l'antenne, le champ en ce point sera finalement :

$$B_{condensat}(z, G) = \left( 1 - \frac{\gamma G}{\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^{3/2}} \right) S$$

Finalement, pour des raisons de commodité, en fixant  $z$ , on peut modifier  $G$  pour atténuer au mieux le signal.

Tout cela suppose que le signal soit totalement uniforme (ce qui n'est évidemment pas totalement le cas) et que l'action de l'antenne n'influe pas sur la mesure du premier détecteur. Cela est possible si l'antenne est suffisamment loin. D'ailleurs, si l'antenne est trop proche du premier détecteur, cela forme un asservissement bouclé entre l'antenne et le premier détecteur comme ce qui a été décrit dans le paragraphe précédent, ce qui empêche totalement la stabilisation déportée. Or plus on éloigne les deux détecteurs, plus on perdra "l'uniformité" du champ. Le positionnement est donc une question centrale et il faut donc faire un compromis, sachant qu'une modification trop importante du gain peut rompre ce compromis.

Finalement, en plaçant les deux détecteurs selon la même directions, à 20 cm l'un de l'autre, nous avons réussi à asservir convenablement. Nous détectons un signal d'amplitude pic-pic de  $7mV^3$ , et nous sommes tombé à  $1mV$ . Une étude plus précise avec l'analyseur de spectre montre que le 50Hz est passé de  $-60dBV$  à  $-78dBV$ . Par contre, le 150Hz n'a quasiment pas été atténué. Nous réussissons donc à diviser par presque 10 la fréquence principale ( $-18dBV$ ), mais les harmoniques restent quasiment inchangées. Ces harmoniques sont donc moins bien uniformément réparties sur la surface de manipulation que la fréquence fondamentale.

## 5 Autre dispositif de mesures de bruit : le détecteur de courant LA 55-P

En plus du sur le capteur HMC2003, un autre détecteur a été étudié. Il s'agit du détecteur de courant LA 55-P dans un fil, ce qui permet de détecter et de connaître le bruit des alimentations de courant.

Ce détecteur permet de mesurer le courant parcourant un fil par un dispositif utilisant l'effet Hall. Selon sa fiche de caractéristique, il est capable de mesurer jusqu'à 70A. Toutefois, nous nous intéressons aux bruits dus aux alimentations en courant qui sont de l'ordre de quelques milliampères. Nous devons donc vérifier que le capteur est capable de détecter de telles variations.

### 5.1 Utilisation du capteur

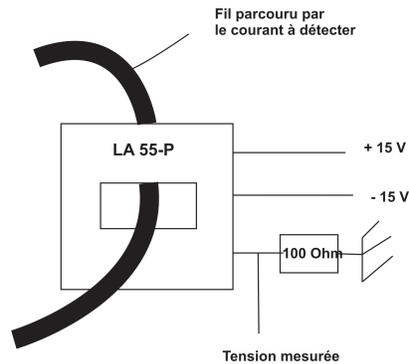


FIGURE 15 – Fonctionnement du détecteur de courant LA 55-P

L'utilisation du détecteur est schématisée par la figure 15. Le fil dont on veut mesurer le courant le traversant passe à travers le détecteur. Le détecteur possède une sortie en courant à laquelle il faut mettre une résistance de  $100\Omega$  en série reliée à la masse. La tension aux bornes de la résistance nous donne donc directement une lecture du courant traversant le fil.

### 5.2 Caractérisation du détecteur

#### 5.2.1 Bande passante

Tout d'abord, nous avons fait délivrer par un générateur de fonction un courant sinusoïdal de 10V sur une résistance de  $100\Omega$ , nous avons donc un fil parcouru par un courant alternatif d'amplitude pic-pic  $100mA$ . La figure 16 représentant la mesure correspondante. Cette mesure donne la bande passante à  $200kHz$ , ce qui est cohérent avec les informations du constructeur. De plus, cette valeur suffira largement pour ce que nous souhaitons mesurer.

3. Les mesures ne sont pas les mêmes que dans la partie précédentes car l'éloignement des alimentations a été augmenté et certaines été coupées.

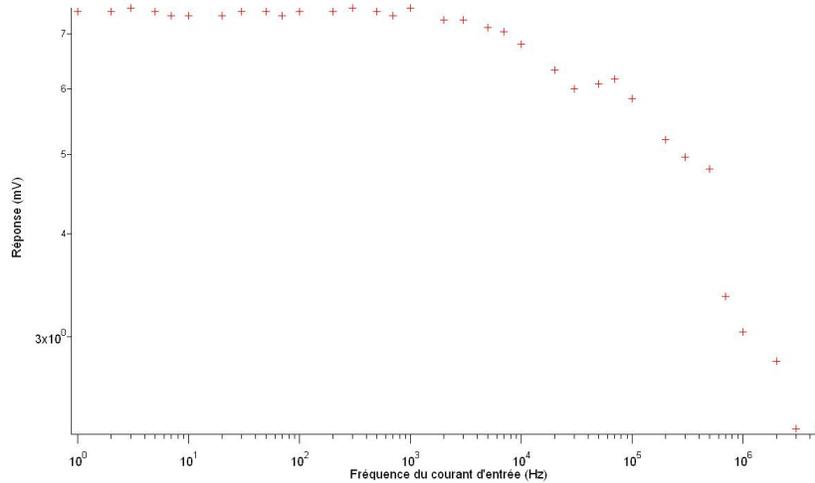


FIGURE 16 – Mesure de la réponse en fréquence du détecteur LA 55-P, un courant sinusoïdal d’amplitude  $100mA$  pic-pic délivré par un générateur de fonction à travers une résistance de  $100\Omega$

### 5.2.2 Réponse en courant

Nous maintenant fixons la fréquence du signal à  $5kHz$ , c’est à dire au centre de la bande passante, et nous avons fait varier la tension délivrée par le générateur sur la résistance. Nous mesurons ainsi la réponse en courant du détecteur.

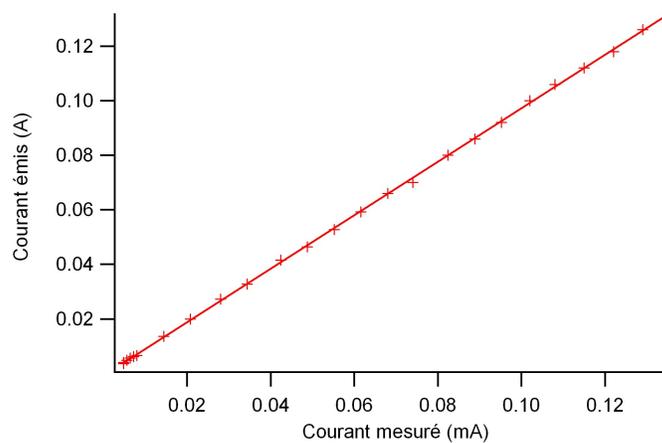


FIGURE 17 – Mesure de la réponse en courant du détecteur LA 55-P, un courant sinusoïdal de fréquence  $5kHz$  délivré par un générateur de fonction à travers une résistance de  $100\Omega$ .

La mesure représentée par la figure 17 donne une réponse  $0.98mA \pm 0,0029mA$  par ampère parcourant le fil, ce qui est cohérent avec l’indication du constructeur. Une seconde mesure a de plus permis de confirmer cette linéarité pour des courants parcourant le fil de l’ordre de  $1mA$ .

### 5.2.3 Résolution du détecteur

Pour mesurer la résolution du détecteur, nous avons étudié son niveau moyen de bruit à l'analyseur de spectre. Nous avons alors à nouveau fait parcourir le fil par un courant de fréquence  $5kHz$ . Nous avons ciblé cette zone à l'analyseur de spectre. Nous avons ensuite abaissé progressivement l'intensité jusqu'à ce que le pic détecté ne soit plus différenciable du bruit.

Le niveau du bruit à  $-120dBV$ , ce qui nous donne une tension de  $1\mu V$ , donc un courant parcourant le fil de  $10\mu A$ . La réponse du pic à  $5kHz$  est distinguable du bruit jusqu'à  $0.1mA$ . Pour un courant plus important, les fluctuations du bruit sont trop fortes.

Le capteur a donc une résolution de  $0.1mA$  avec un bruit moyen de  $10\mu A$ .

## 5.3 Mesures sur une alimentation à découpage

### 5.3.1 L'alimentation à découpage Delta ES 015-10

Nous avons étudié l'alimentation Delta ES 015-10. Cette alimentation est à découpage. C'est à dire que, pour produire un courant, elle délivre un signal créneau représenté par la figure 18. Pour délivrer un signal d'amplitude différent, l'alimentation modifie  $f_{pas}$ , c'est à dire qu'elle modifie le rapport cyclique du signal. La fréquence de découpage est toujours présente. Ce signal est ensuite traité, et l'alimentation peut sortir un signal quasiment constant.

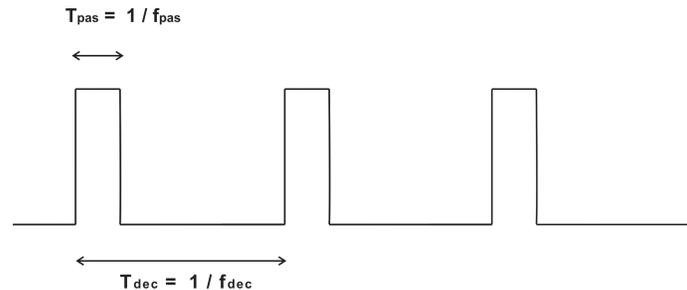


FIGURE 18 – Forme du signal de base d'une alimentation à découpage

D'après la documentation de l'alimentation, la fréquence de découpage est précisée, elle est de  $100kHz$ . Toutefois, le taux de réjection de cette fréquence dans le signal n'est pas précisé, c'est ce que nous avons voulu mesurer.

### 5.3.2 Mesure de la fréquence de découpage avec le capteur LA 55-P

Nous avons mis une résistance de  $1\Omega$  en court circuit sur l'alimentation, et l'avons fait débiter du courant. Ce courant est ensuite étudié à l'analyseur de spectre. Nous avons ensuite fait varier la quantité de courant délivrée par l'alimentation.

Nous mesurons très clairement une fréquence caractéristique de l'alimentation à  $96kHz$ . Ce pic est toujours présent quel que soit l'intensité du courant parcourant le fil. Son amplitude est quasiment toujours constante à  $-88dBV$ , sauf pour quelques valeurs de courant (notamment autour de  $0.5A$ ) où elle tombe à  $-100dBV$ . Le niveau de bruit moyen de l'alimentation est plus faible pour les basses fréquences que pour les hautes fréquences. Ainsi, cette fréquence caractéristique a la même amplitude que le niveau de bruit des basses fréquences (inférieures à  $50kHz$ ).

De plus, le niveau de bruit moyen varie énormément avec l'intensité. En effet, des pics plus importants en amplitude que la fréquence de découpage apparaissent dans le spectre, globalement autour de  $50kHz$ , selon l'intensité du courant. L'amplitude de certains pics passe du simple au double en modifiant de quelques milliampères le courant délivré par l'alimentation.

### 5.3.3 Comparaison avec une résistance en court circuit

Nous avons testé un autre dispositif beaucoup plus simple pour mesurer le courant. Nous avons placé une résistance de  $1\Omega$  en court circuit à la sortie du générateur. La tension mesurée à ces bornes permet une lecture directe du courant.

Ce dispositif donne les mêmes résultats que ceux décrits précédemment. Ainsi, nous avons une confirmation de nos observations sur l'alimentation. Toutefois, ce dispositif est bien moins pratique à utiliser sur l'expérience, car il faut placer une résistance sur un fil et prendre sa tension aux bornes. On a donc le risque de rajouter du bruit électronique et il peut s'avérer ardu de mettre une résistance sur certains fils. Le LA 55-P est donc plus facile d'utilisation.

Ces deux dispositifs nous ont donc permis de mettre en évidence la fréquence de découpage de l'alimentation. De plus, nous pouvons dire que les alimentations à découpage provoquent un bruit en courant très variable selon ce que l'on demande comme courant.

## Conclusion

Au cours de ce stage, une partie des objectifs ont pu être atteints. Ainsi, nous avons appris à utiliser un nouveau capteur, et à s'en servir pour compenser activement un champ magnétique. J'ai pu aussi mesurer les champs magnétiques sur l'expérience, ce qui sera une information précieuse pour la suite. Malheureusement, il m'a été impossible de me servir de ce dispositif pour le mettre en place sur l'expérience.

En effet, au cours de la dernière partie du stage, nous devions tenter de mettre en place l'asservissement décrit au paragraphe 4.3 directement sur le condensat. De plus, pour pouvoir utiliser ce dispositif, il faut mesurer le champ magnétique directement sur le condensat. Cela est possible grâce à l'effet Zeeman et je devais réaliser l'expérience sur le condensat. Malheureusement, l'expérience principale a connu quelques problèmes. Pour y remédier, l'enceinte expérimentale a dû être ouverte pour remplacer le four de chrome. Ensuite, un vide très poussé être retrouvé pour que l'expérience fonctionne correctement ( $5.10^{-11}mBar$  au niveau du condensat). Atteindre un tel vide nécessite plusieurs semaines de pompage. Tout cela a donc retardé l'équipe, et nous n'avons pas pu travailler sur le condensat.

Toutefois, l'équipe pourra utiliser ce travail pour mettre cela en place ultérieurement.

Au cours de ce stage, j'ai pu apprendre à travailler au sein d'une équipe de recherche de Physique Expérimentale. De plus, vu la complexité du système étudié par rapport au niveau d'une Licence de Physique, j'ai développé de nouvelles connaissances, aussi bien pratiques que théoriques, grâce à quelques séminaires sur le sujet et surtout par des discussions nombreuses avec les membres de l'équipe. J'ai ainsi pu suivre la vie d'un laboratoire de recherche, aussi bien dans ses réussites et que dans ses difficultés.

## Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des personnels scientifiques et techniques du LPL, et plus particulièrement l'ensemble de l'équipe "Atomes Froids", pour leur accueil. Je tiens à remercier de plus les ateliers de mécanique et d'électronique du laboratoire, et en particulier Julien De Lapeyre pour son aide précieuse.

## Références

- [1] Radu CHICIREANU : *STUDIES OF COLD CHROMIUM ATOMS IN MAGNETIC AND OPTICAL TRAPS : steps towards Bose-Einstein Condensation*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Physique des Lasers, october 2007.

- [2] H. HAUSER, J. HOCHREITER, G. STANGL, R. CHABICOVSKY, M. JANIBA et K. RIEDLING : Anisotropic magnetoresistance effect field sensors. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 216, 2000.
- [3] Arnaud POUDEROUS : *REFROIDISSEMENT ET PIEGEAGE D ATOMES DE CHROME*. Thèse de doctorat, Laboratoire de Physique des Lasers, juin 2007.
- [4] J. RINGOT, P. SZRIFTGISER et J.C. GARREAU : Subrecoil raman spectroscopy of cold cesium atoms. *Physcial Review A*, 65, december 2001.