

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique des particules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Mathieu Guigue

Thèse dirigée par **Guillaume Pignol**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble**

et de l'**École doctorale de Physique de Grenoble**

À la recherche de nouvelles forces avec l'hélium 3 polarisé

Thèse soutenue publiquement le **11 juin 2015**,
devant le jury composé de :

M. Gilles Ban

LPC Caen, Président

M. Marc Besançon

CEA-IRFU, Rapporteur

M. Pierre-Jean Nacher

LKB, Rapporteur

M. Arnaud Lucotte

LPSC, Examineur

M. Torsten Soldner

ILL, Examineur

M. Pierre Fayet

LPTENS, Invité

M. Guillaume Pignol

LPSC, Directeur de thèse



Remerciements

Trois années de thèse s'achèvent, trois années durant lesquelles travail et vie personnelle étaient entremêlés, pour ne pas dire intriqués. J'ai essayé de diviser ces remerciements en deux parties. La première partie est dédiée à ceux avec qui j'ai collaboré (de près ou de loin) durant cette thèse et la seconde à ceux qui ont également permis à ce travail d'aboutir, que ce soit par leur amitié ou leur présence. Aussi, ce n'est pas parce que toi, lecteur, te trouves dans la première partie que nous ne sommes pas amis...

Je voudrais tout d'abord remercier les membres de mon jury de thèse, et en particulier mes rapporteurs, pour l'intérêt et le temps qu'ils ont portés à mon travail et les remarques qui m'ont permis de corriger et d'améliorer le manuscrit. Merci aux directeurs du LPSC, **Serge Kox** et **Arnaud Lucotte**, pour leur chaleureux accueil et pour leur éclairage sur le fonctionnement du laboratoire et de l'IN2P3.

Une thèse n'est évidemment pas possible sans un directeur de thèse. Merci donc à toi, **Guillaume**, pour m'avoir encadré et formé durant ces trois (voire quatre) dernières années. Je te suis reconnaissant pour ta patience (ou impatience quand il s'agissait de te montrer la précieuse *datum*), ta rigueur, ton enthousiasme et ta confiance. Merci d'être aussi brillant : même si ça n'éclaire pas quand il fait nuit, tu m'as beaucoup aidé à y voir plus clair dans ce vaste domaine qu'est la physique de basse énergie. Merci aussi pour les "à-côté" : plans *free-food*, biérisation, blagues ou autre plan de conquête de l'univers...

Merci aussi à **Dominique** pour ton accueil dans le groupe, ta patience et ton écoute. Je me souviendrai de tes discours écolo pendant le café du matin sur le sort qu'on devrait réserver aux autosolistes... Merci à **Benoit** pour m'avoir, entre autres, guidé dans les recoins les plus sombres de ROOT et des statistiques bayésiennes. Merci à mon cobureau **Yoann** pour avoir supporté mes (quelques) coups de gueule, pour accepter de faire des pauses quand je voulais, pour avoir tenté d'éveiller en moi plus d'écoresponsabilité et pour m'avoir remonté le moral en me racontant ses déboires EDMiens. Ton sérieux légendaire (sur fond de RadioMeuh) auront été pour moi une source d'inspiration. Bon courage pour la suite et fin !

Je tiens à remercier **Sasha** pour sa patience et sa sympathie durant notre collaboration. La physique expérimentale étant avant tout un travail d'équipe, un grand merci aux services techniques de l'ILL du LPSC. Merci à **David**, **Pascal** et **Anto** pour leur aide sans laquelle le projet n'aurait jamais vu le jour. Merci aussi à **Rémi** pour m'avoir appris à Labviewter.

J'ai eu, durant ces deux dernières années, l'opportunité d'enseigner à Phelma-INPG auprès notamment des étudiants de GEN2A. Un merci à eux pour leur patience. Merci à **Elsa** pour avoir été ma tutrice durant cette expérience très enrichissante. Je te remercie pour les conseils d'enseignants que tu m'as prodigués et pour la confiance que tu m'as accordée. Je voudrais aussi remercier les enseignants avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer, que ce soit sur la plateforme de TP ou en TD.

Merci à **Johann Collot** pour la confiance accordée au conseil de l'ED. Merci aussi à **Nico** et **Benj'** puis **Vassanti**, **Thomas**, **Ketty** et **Laure** pour avoir défendu la cause doctorante lors de réunions parfois longues mais passionnantes.

Que serait un labo sans doctorants ? Comme une deuxième famille, ils sont là pour partager les bons moments et se soutenir dans les mauvais. Un merci donc aux doctorants du LPSC, les anciens, les nouveaux et les tout neufs avec qui j'ai vécu cette expérience : merci pour ces cafés-canap', ces discussions sur le choix de l'arme en cas d'invasion zombie et pour la bonne humeur que votre présence a pu m'apporter. Partie intégrante de la vie doctorante, le Bidul

permet d'organiser cette vie. Un merci donc aux anciens présidents et aux nouveaux qui, je l'espère, sauront garder cette bonne ambiance. Une dédicace à **Vincent** : merci d'avoir accepté d'être vice-président avec moi. Puisse l'Orange t'apporter bonheur et longue vie!

Contrairement à ce que l'on pourrait nous faire croire en thèse, il existe une vie "à l'extérieur" : il est temps de remercier ceux qui ont été là pour me le rappeler. Merci à tous mes amis de la fac avec qui j'ai vécu, de près ou de loin, mes années à Grenoble : **Julien** et l'autre **Julien**, **Thibault**, **Loïc**, **Seb**, **Sylvain**, **Carl**, **Bruno**, **Romain**, **Alexis** et j'en oublie... Merci à **Laure** pour sa bonne humeur (Gérarde!), son langage, ces séries incroyables et ces nombreux fous rires. Merci à **Aziz** pour m'avoir fait prendre l'air et redécouvrir le plaisir de courir (et de gagner). Merci à **David** (alias DadaEEG) pour avoir si souvent combattu avec moi sur les Champs de Justice. Merci à **Danae** pour avoir pris soin de nous, petits thésards du labo, en proposant mille et unes activités et avoir été aussi patiente et compréhensive surtout lors de la troisième année. Merci à **Axel** pour m'avoir fait voir qu'il est possible de faire de la physique avec une simu. Merci à **Robin** pour m'avoir supporté ainsi que mes délires. Merci à **Rachel** pour ta bonne humeur et ton plaid. Merci au **Capitaine** pour ces discussions passionnantes autour d'une "infusion" et pour ton soutien. Merci à **Aurélien** et **Madeleine** pour leur amitié et pour avoir été là avec moi (parfois autour d'une bière) durant ces dernières années...

Loin des yeux mais près de mon cœur, je voudrais remercier mes amis de Violès et d'ailleurs pour avoir été là depuis si longtemps. Merci à ma famille pour m'avoir soutenu et écouté depuis tant d'années. Une pensée pour ma mamie Berthe. Merci à Geoffrey et Marion pour les bons moments partagés. Merci à Gabriel pour être un rayon de soleil. Merci à mes parents pour m'avoir permis d'être ce que je suis aujourd'hui.

Table des matières

Introduction	1
1 Les forces de courte portée : motivations et contraintes	3
1.1 Le Modèle Standard et au-delà	4
1.2 Une force ou une particule ?	6
1.3 Échange d'un boson scalaire entre une source et une sonde	7
1.4 L'axion et les particules de type axion	9
1.4.1 Le problème de violation CP en QCD	10
1.4.2 Modèle d'axion et constantes de couplage	11
1.4.3 Les particules de type axion	13
1.4.4 Conclusion sur la recherche des axions et des ALPs	13
1.5 La recherche générique de nouvelles forces	14
1.6 Contraintes actuelles sur des couplages de bosons exotiques aux nucléons	18
1.6.1 Contraintes astrophysiques	18
1.6.2 Contraintes de laboratoire	20
1.7 Conclusion	25
2 Polarisation, dépolérisation et utilisation de l'hélium 3	27
2.1 Introduction	28
2.2 Utilisation de l'hélium 3 hyperpolarisé	29
2.3 Techniques d'hyperpolarisation de l'hélium 3	31
2.3.1 Polarisation nucléaire par échange de spin avec un atome polarisé	31
2.3.2 Polarisation nucléaire de l'hélium par échange de métastabilité	32
2.4 Techniques de mesure de la polarisation	35
2.4.1 Mesures in-situ	36
2.4.2 Mesures ex-situ	36
2.4.3 Mesurer une polarisation : des méthodes pour tous les goûts...	39
2.5 Processus de dépolérisation de l'hélium 3	40
2.5.1 Collisions avec les parois	40
2.5.2 Collisions entre particules polarisées	40
2.5.3 Mouvement dans un champ magnétique inhomogène	41
2.6 Conclusion	41
3 Relaxation magnétique de l'hélium : concepts fondamentaux	43
3.1 Présentation et historique de la problématique	44
3.2 Les régimes de relaxation	45
3.2.1 Dynamique des particules dans la cellule	45
3.2.2 Dynamique des spins	45
3.2.3 Classification	46
3.3 La théorie générale de Redfield	47
3.3.1 Étapes importantes de la dérivation et hypothèse fondamentale	47
3.3.2 Discussion autour des hypothèses faites	50

3.4	Dépolarisation en régime diffusif	51
3.5	Dépolarisation en régime diffusif adiabatique	51
3.5.1	Dérivation des expressions	52
3.5.2	Domaine de validité des résultats	52
3.6	Application à la situation expérimentale	53
3.7	Dépolarisation due à une hypothétique nouvelle interaction	54
3.7.1	Dérivation d'une expression générale du taux de dépolarisation longitudi- nale induit dans le cas unidimensionnel	54
3.7.2	Application pour des formes de cellule génériques	56
3.7.3	Dépolarisation induite par les parois sur les atomes d'hélium	57
3.7.4	Dépolarisation induite par le gaz polarisé	58
3.7.5	Conclusion sur la recherche de nouvelle interaction de courte portée	58
3.8	Conclusion	59
4	Caractérisation du dispositif expérimental	61
4.1	Dispositif expérimental : objectifs	62
4.2	Caractérisation de la précision des magnétomètres	62
4.2.1	Caractérisation du blindage de test	63
4.2.2	Précision des magnétomètres	64
4.3	Environnement magnétique	65
4.3.1	Objectifs d'homogénéité magnétique	65
4.3.2	Description et optimisation du dispositif expérimental	66
4.3.3	Stabilité temporelle du champ magnétique	68
4.3.4	Mesures des inhomogénéités magnétiques	72
4.3.5	Dépolarisation magnétique totale Γ_m	75
4.4	Polarimétrie par mesure du champ magnétique généré par la cellule	76
4.4.1	Description du dispositif et procédure de mesure	76
4.4.2	L'inversion adiabatique des spins	78
4.4.3	Précision d'une mesure de polarisation	89
4.5	Conclusion	89
5	Analyse des mesures de la dépolarisation de l'hélium 3	91
5.1	Principe de la mesure	92
5.2	Séquence de mesure des taux de dépolarisation	94
5.3	Extraction des composantes de dépolarisation	96
5.3.1	Première analyse : cycle à cycle	96
5.3.2	Deuxième analyse : ajustement-maître	99
5.4	Étude des coefficients de dépolarisation	99
5.4.1	Dépendance temporelle de la dépolarisation	100
5.4.2	Dépolarisation par les inhomogénéités magnétiques du dispositif	103
5.4.3	Dépolarisation par collision sur les parois	103
5.4.4	Dépendance anormale en polarisation	106
5.5	Contraintes sur de nouvelles interactions fondamentales	107
5.5.1	Principe de l'analyse	107
5.5.2	Contraintes issues des mesures de relaxation de l'hélium	109
5.6	Conclusion	110

Conclusion et perspectives	115
A Dérivation du potentiel d'interaction entre deux particules induit par l'échange d'un boson scalaire massif	119
B Calcul de la forme du champ magnétique généré par une cellule d'hélium 3 cylindrique	121
B.1 Champ magnétique dipolaire	121
B.2 Cas d'une cellule cylindrique et d'une cellule sphérique	121
C Mesure des coefficients d'atténuation du blindage de test	123
D Quantifier la stabilité temporelle	125
E Description d'un champ magnétique à symétrie cylindrique	127
F Résultats de l'analyse des Runs	129
Bibliographie	145

Introduction

L'exploration des interactions fondamentales entre les particules subatomiques a abouti à la construction du Modèle Standard de la physique des particules, une théorie formidablement prédictive qui n'a été mise en défaut par aucune expérience en laboratoire. Cependant, de sérieuses indications théoriques et cosmologiques révèlent des insuffisances au Modèle Standard et des déviations, comme l'existence d'autres particules et d'autres interactions, sont attendues. Cette nouvelle physique est notamment recherchée auprès des grands collisionneurs mettant en jeu des énergies de l'ordre de l'échelle électrofaible et au delà. A contre courant, la nouvelle physique pourrait aussi se manifester à très basse énergie, nécessitant des techniques expérimentales atypiques.

Cette thèse traite des nouvelles forces de courte portée dépendantes du spin, sujet au cœur de la physique de précision à basse énergie. Nous proposons d'utiliser la polarisation d'un gaz d'hélium 3 comme sonde d'une nouvelle interaction entre deux nucléons induite par l'échange d'un boson exotique de masse inférieure à 1 eV. Cette recherche qui se situe à l'interface entre la physique atomique et la physique des particules a nécessité la collaboration, initiée en 2010, de deux laboratoires de Grenoble (l'Institut Laue-Langevin et le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie) possédant chacun un champ d'expertise. Ce manuscrit présente les expériences qui ont été menées conjointement par ces deux laboratoires ainsi que les résultats qui ont été obtenus.

Le premier chapitre de ce manuscrit commence par présenter les raisons théoriques qui motivent ces recherches. Les formes que peuvent prendre ces interactions selon la nature du boson échangé sont explicitées. Enfin, les contraintes actuelles sur les intensités des éventuels couplages des bosons médiateurs avec les nucléons sont détaillées.

Puisque l'hélium 3 polarisé est l'objet servant à la détection de ces phénomènes exotiques, le chapitre 2 lui est consacré. Le point sur les méthodes actuelles d'hyperpolarisation de l'hélium 3 et de mesure de la polarisation est fait.

La nouvelle interaction s'interprétant comme un champ pseudo-magnétique de courte portée, le mouvement des atomes polarisés dans cette inhomogénéité magnétique va induire un nouveau canal de dépolarisation caractéristique. Nous commencerons donc le chapitre 3 par rappeler les principes de la théorie de Redfield qui permet de calculer le taux de dépolarisation d'origine magnétique. Cette théorie sera appliquée d'une part à la relaxation du spin induite par les inhomogénéités magnétiques de l'environnement, et d'autre part à celle induite par la nouvelle interaction, le premier cas s'identifiant au bruit de fond de la mesure et le deuxième cas au signal recherché.

Puisqu'une expérience de recherche dédiée a été construite, nous la présenterons dans le chapitre 4. Les résultats de la caractérisation magnétique du dispositif, qui est un point crucial de l'expérience, seront présentés en détails. La méthode de mesure de la polarisation, basée sur une mesure directe du champ magnétique généré par le gaz d'hélium 3 et les modifications apportées pour corriger des effets non linéaires seront largement abordées.

Le chapitre 5 se concentrera sur l'analyse des données obtenues. La méthode d'extraction des paramètres caractérisant le taux de dépolarisation du gaz sera introduite. En l'absence de signal, ce travail se conclue par la meilleure exclusion sur l'intensité du couplage pour des portées entre $1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ correspondant à des masses inférieures à 1 eV.

Les forces de courte portée : motivations et contraintes

“Would you tell me, please, which way I ought to go from here?”
‘That depends a good deal on where you want to get to,’ said the Cat.
‘I don’t much care where -’ said Alice.
‘Then it doesn’t matter which way you go,’ said the Cat.
‘- so long as I get SOMEWHERE,’ Alice added as an explanation.
‘Oh, you’re sure to do that,’ said the Cat, ‘if you only walk long enough.’

Alice in Wonderland, Lewis Carroll

Sommaire

1.1	Le Modèle Standard et au-delà	4
1.2	Une force ou une particule ?	6
1.3	Échange d’un boson scalaire entre une source et une sonde	7
1.4	L’axion et les particules de type axion	9
1.4.1	Le problème de violation CP en QCD	10
1.4.2	Modèle d’axion et constantes de couplage	11
1.4.3	Les particules de type axion	13
1.4.4	Conclusion sur la recherche des axions et des ALPs	13
1.5	La recherche générique de nouvelles forces	14
1.6	Contraintes actuelles sur des couplages de bosons exotiques aux nucléons	18
1.6.1	Contraintes astrophysiques	18
1.6.2	Contraintes de laboratoire	20
1.7	Conclusion	25

1.1 Le Modèle Standard et au-delà

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est une théorie basée sur des symétries, appelées *invariances de jauge*, qui laissent le Lagrangien inchangé sous les transformations associées à ces symétries. Les interactions forte et électrofaible font intervenir le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ correspondant aux gluons ainsi qu'aux bosons de jauge W^\pm , Z et au photon. Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible proposé par Brout, Englert et Higgs (BEH) en 1964 donne la masse aux bosons W ($m_W = 80$ GeV) et Z ($m_Z = 91$ GeV). Il suppose pour cela l'existence d'un doublet de champ de spin 0 appelé champ de Higgs dont la masse $m_h = 125$ GeV a été mesurée en 2012 auprès du grand collisionneur de hadrons (LHC) au CERN. L'échelle d'énergie de 100 GeV associée à cette brisure est appelée *échelle électrofaible*. Les grands collisionneurs tels que le LHC explorent directement l'échelle électrofaible, l'énergie des collisions étant suffisante pour créer les particules telles que les bosons Z , W , H et les quarks top. Le MS décrit précisément toutes ces observations.

Cependant, le MS n'est pas une théorie complète puisque de nombreuses questions restent ouvertes. Les valeurs des 19 paramètres libres du MS ne sont pas prédites. Les masses des neutrinos, observées indirectement par l'oscillation entre les 3 saveurs, tout comme le nombre de familles de quarks ne sont pas expliqués. Le MS présente un problème de violation de la symétrie CP¹ par l'interaction forte. Aucun candidat à la matière noire n'est fourni par le MS et l'origine de l'énergie noire responsable de l'expansion accélérée de l'Univers est inconnue. L'asymétrie matière-antimatière observée dans l'Univers créée pendant la baryogenèse n'est pas expliquée. Enfin, la gravitation n'est pas incorporée dans le MS.

Il est donc naturel de vouloir chercher une extension du MS qui proposerait des solutions à ces insuffisances. Des théories plus générales comme la Supersymétrie ou les théories de Grande Unification tentent d'apporter des solutions à certains problèmes dans une approche "top-down" : le MS serait le résultat de la brisure à très grande énergie d'une théorie plus générale et ses insuffisances auraient une explication à plus haute énergie. Ces nouveaux modèles prédisent alors l'existence de nombreuses nouvelles particules très massives ($m \geq 100$ GeV) et couplées aux particules du MS grâce à l'interaction faible, les WIMPs (pour "Weakly Interacting Massive Particles"). Les plus légères de ces particules seraient les neutralinos, partenaires supersymétriques du photon et des bosons BEH et Z , avec des masses comprises entre 100 GeV et 1 TeV. Les échelles d'énergie considérées sont alors au-delà de l'échelle électrofaible. Puisqu'il s'agit d'échelles qui sont en dehors du "spectre visible", on parle d'une nouvelle physique *dans l'ultra-violet*.

À l'heure actuelle, malgré l'augmentation de l'énergie du centre de masse des collisions proton-proton, les recherches auprès du grand collisionneur au CERN ne donnent aucun signe de l'existence de particules à et au dessus de l'échelle électrofaible. Il est nécessaire alors de se demander s'il sera possible dans un avenir proche d'en trouver bien au-delà de l'échelle électrofaible. Qui plus est, certaines des insuffisances du MS sont des problèmes correspondant à l'échelle de l'électron-Volt et nécessitent donc une approche expérimentale à basse énergie. En effet, une des solutions proposées par la Supersymétrie pour expliquer la matière noire est le neutralino et pour l'instant, la détection directe de matière noire ne présente aucun indice indiquant que ces solutions sont correctes. Aussi, la recherche des masses des neutrinos (inférieures

1. Cette symétrie discrète est associée à une invariance du système après une conjugaison de charges (C) et une inversion d'espace (P). D'après le théorème CPT, la violation de CP correspond à une violation de la symétrie temporelle (T).

à 1 eV) grâce à l'observation de l'oscillation de saveurs ne peut se faire auprès des collisionneurs de particules. La densité d'énergie noire dans l'Univers de $(2 \text{ meV})^4$ ne peut être expliquée par la présence de nouvelles particules très massives. Toutes ces observations pointent vers l'idée que la physique permettant d'expliquer certaines insuffisances du MS ne se trouve peut être pas dans l'ultraviolet mais dans l'*infrarouge*, c'est-à-dire à des échelles d'énergie bien plus faibles que l'échelle électrofaible.

Certains des insuffisances du MS peuvent, en effet, trouver une solution avec l'ajout *ad hoc* de champs bosoniques sans masse ou légers ($m \leq 1 \text{ eV}$) et qui interagissent faiblement avec les particules du MS : les WISPs (pour "Weakly Interacting Slim Particles"). La possibilité que ce territoire encore inexploré à faible énergie puisse contenir des explications à apporter au MS enthousiasme une partie de la communauté scientifique et apporte un regain d'intérêt en proposant des approches différentes de celles utilisées habituellement en physique des particules. Nous allons ici donner quelques exemples de motivations théoriques pour la recherche de WISPs, qui sont les plus présentées dans la littérature [Brax *et al.*(2004), Jaeckel et Ringwald(2010), Redondo et Ringwald(2011), Hewett *et al.*(2012)].

Des bosons peuvent provenir de la brisure de symétries de jauge appartenant à un secteur caché. C'est le cas du *paraphoton* qui est un boson de spin 1 issu d'un groupe $U(1)$ caché, pouvant être brisé. Le paraphoton se couple au photon grâce un terme de mélange induit par une particule très massive : cette particule servirait de *messenger* entre le photon du MS et le paraphoton du secteur caché. Bien que les particules du MS ne possèdent aucune charge sous cette symétrie cachée, un "portail" s'ouvre alors entre le secteur caché et le secteur visible grâce à des oscillations photon/paraphoton et les particules du secteur caché sont très faiblement couplées à celles du MS avec une charge non quantifiée (appelée *milli-charge*). Étant aussi candidat à la matière noire, le paraphoton est donc activement recherché grâce à son couplage au photon.

Des *bosons de Goldstone* (qui sont des bosons de spin 0 sans masse) peuvent aussi apparaître lors de la brisure spontanée d'une symétrie globale. Si cette symétrie est brisée de façon explicite, la masse du boson devient non nulle mais très faible : on parle alors de *pseudo-boson de Goldstone*. L'axion est le pseudo-boson de Goldstone issu de la brisure spontanée et explicite de la symétrie globale de Peccei-Quinn $U(1)_{PQ}$. Son existence permet de résoudre le problème de violation de la symétrie CP dans le secteur fort. Les particules de type axion ("Axion-like particles" ou ALPs en anglais) sont elles aussi issues de la brisure d'une symétrie globale. Comme l'axion, elles sont candidates à la résolution du problème de la matière noire.

Des modèles, comme celui du caméléon, tentent à reproduire la valeur de la constante cosmologique en supposant un champ scalaire dont la densité d'énergie correspond à la densité d'énergie noire. L'intensité de son couplage à la matière et sa masse dépendraient de la densité de matière de l'environnement, ce qui lui permet d'échapper aux observations.

Cette thèse se place donc dans le contexte de la recherche générique de nouveaux bosons légers ($\leq 1 \text{ eV}$) qui ne sont pas forcément prédit par des théories comme la Supersymétrie mais qui pourraient résoudre certaines des insuffisances du MS. Nous montrerons tout d'abord la complémentarité de cette recherche avec les expériences de haute énergie. Nous verrons ensuite comment l'existence de boson de masse sub-eV induit des forces de portée macroscopique. Nous nous appuyerons sur l'exemple de l'échange d'un boson scalaire entre une sonde et une source pour illustrer la forme de la force induite. Nous étudierons un cas intéressant de boson scalaire de faible masse, l'axion, ainsi que sa généralisation en particules de type axion. Un point sur toutes les formes de forces de courte portée possibles grâce à l'échange d'un boson de spin 0 ou 1 entre deux nucléons sera fait. Enfin, les contraintes expérimentales sur les constantes de

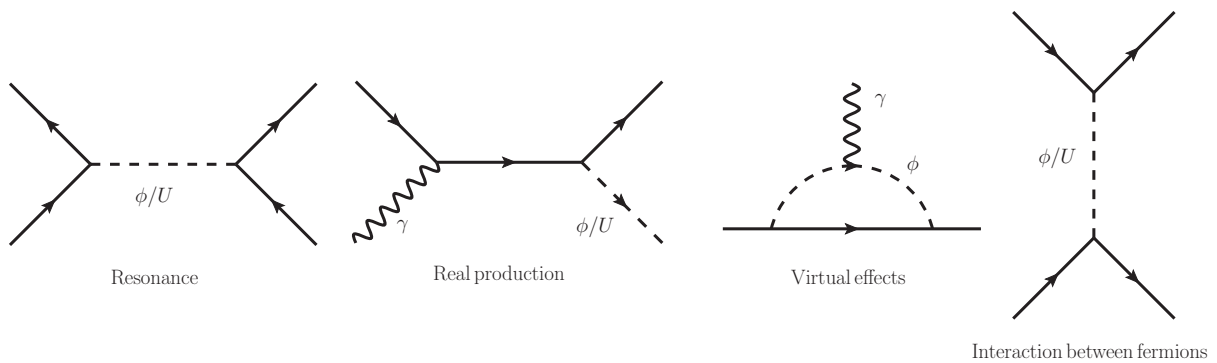


FIGURE 1.1 – Diagrammes représentant (de gauche à droite) une résonance de production d'un boson par collision, une production thermique, une modification de la valeur d'un couplage par échange virtuel et une interaction entre deux fermions (à droite).

couplage de ces bosons avec les nucléons seront présentées.

1.2 Une force ou une particule ?

Regardons comment il est possible expérimentalement de mettre en évidence l'existence de nouveaux bosons. De façon générale, on appellera par la suite ϕ des bosons de spin 0 (ou *bosons scalaires*) comme l'axion ou les ALPs. Concernant les bosons de spin 1 (ou *bosons vecteurs*), ils seront nommés génériquement *bosons U*. Rappelons simplement que ces derniers possèdent bien d'autres noms (paraphoton, photon sombre, photon lourd, photon caché, boson Z') dépendant du contexte théorique duquel ils sont issus. Dans cette section, nous présenterons les différentes méthodes de recherche de tels bosons. La figure 1 montre les diagrammes de Feynman associé à la production d'un boson ϕ ou U de quatre façons différentes. Ces méthodes étant génériques, nous ne discuterons pas de l'importance de la nature du spin du boson recherché.

Les collisionneurs de particules comme le LHC au CERN recherchent des nouvelles particules en les créant dans des collisions proton-proton. Cela consiste à analyser, dans les produits de ces réactions, une résonance correspondant à la création d'une particule intermédiaire dont la masse est égale à l'énergie de la résonance. Généralement, les masses recherchées sont grandes ($m \geq 1$ GeV) et les constantes de couplage g avec la matière ordinaire proches de 1. A l'heure actuelle, un nouveau boson de spin 1 (appelé Z') avec une masse supérieure au TeV est recherché au LHC [ATLAS Collaboration(2014)] via ce processus, représenté par le premier diagramme sur la figure 1.1. Malheureusement, les particules de masse inférieure à 100 MeV peuvent échapper à la détection si les intensités de couplage associées sont trop faibles.

Les objets astrophysiques comme le Soleil ou les supernovae peuvent créer thermiquement des particules légères. Le deuxième diagramme de la figure 1.1 montre un processus générant un boson ϕ ou U après absorption d'un photon. Les masses des particules créées correspondent aux niveaux de transition des atomes de l'objet pour ce processus. Aussi, même avec une constante de couplage faible, la taille de ces objets leur permet de les produire en quantités plus grandes que ce que nous serions capables sur Terre. S'ils interagissent faiblement avec la matière, les bosons générés sont alors émis dans toutes les directions de l'espace et une mesure du flux de particules émises arrivant sur Terre permet alors de déduire les propriétés de ces particules. De plus, l'observation d'une évolution anormale de ces objets permet de déduire l'intensité

d'un éventuel couplage avec un nouvelle particule. Cependant, les conditions dans ces objets sont parfois mal connues et il est souvent possible de contourner théoriquement les contraintes données par l'astrophysique.

L'existence de nouveaux bosons peut se manifester par des effets de correction virtuelle à boucles dans les couplages entre particules du MS. Le troisième diagramme de la figure 1.1 montre une contribution à une boucle avec un nouveau boson corrigeant le couplage entre un fermion et un photon. Dans certains cas, comme par exemple le moment magnétique anormal du muon, l'effet virtuel va induire une déviation du signal attendu dans le MS. Dans d'autres cas, comme par exemple les moment dipolaires électriques des particules élémentaires, la valeur prédite par le MS est nulle (ou extrêmement faible). L'observation d'un signal révèle directement une physique au delà du MS. Bien que ces observables (EDM du neutron, $g-2$ du muon, désintégration du proton, désintégration exotique du muon) correspondent à des phénomènes à basse énergie, elles sont sensibles à des échelles d'énergie bien au delà de l'échelle électrofaible.

Une autre méthode d'investigation consiste à rechercher en laboratoire des interactions exotiques entre fermions. Comme représenté sur la droite de la figure 1.1, deux fermions peuvent échanger un boson virtuel. Cet échange s'interprète comme une force entre les fermions dérivant d'un potentiel de Yukawa :

$$V(r) = q_1 q_2 \frac{g^2 \hbar c}{4\pi r} \exp(-r/\lambda), \quad (1.1)$$

avec g la constante de couplage du boson au vertex d'interaction, q_1 et q_2 les charges des deux fermions sous cette nouvelle interaction. La portée de cette force est notée λ et est inversement proportionnelle à la masse m_0 du boson échangé :

$$\lambda = \frac{\hbar c}{m_0 c^2} = 0.2 \mu\text{m} \left(\frac{\text{eV}}{m_0} \right). \quad (1.2)$$

L'échange d'un boson W de masse $m_W = 80 \text{ GeV}$ correspond alors à une portée de $2 \times 10^{-18} \text{ m}$, ce qui est trop faible pour une recherche en laboratoire. En revanche, même avec des constantes de couplage faible ($g < 10^{-15}$), des bosons de masse inférieure à 10 eV auraient des effets macroscopiquement observables sur des objets séparés d'une distance de $2 \mu\text{m}$. On parlera alors d'*interaction de courte portée*.

Cette dernière méthode d'investigation qui fait l'objet de cette thèse est complémentaire des trois autres. En effet, elle permet de rechercher des particules possédant de très faibles couplages et qui ne peuvent donc être produites auprès des grands collisionneurs. L'observation des milieux astrophysiques très denses apportent des informations intéressantes grâce à la grande quantité de particules créées. Des recherches simultanées avec des objets astrophysiques et des mesures en laboratoire permettent d'apporter des informations complémentaires pour des environnements très différents.

1.3 Échange d'un boson scalaire entre une source et une sonde

Maintenant, considérons une *source*, c'est à dire un très grand nombre de fermions, interagissant avec un seul autre fermion, que nous appelons *sonde*. La force totale exercée sur la sonde par la source correspond à la somme des forces individuelles exercées par chaque fermion de la source sur la sonde. Cette force peut alors s'interpréter comme un champ généré localement par la source. La sonde interagit alors avec ce champ. Vu le nombre de constituants de la source, la force de la sonde sur la source peut alors être négligée.

Regardons de plus près de quel potentiel dérive l'interaction induite entre la sonde et la source par un boson scalaire de masse m_ϕ représenté par un champ ϕ qui est une fonction de l'espace et du temps. On supposera que l'on a une source infinie de densité de nucléons n et d'épaisseur d dans la direction x et que la sonde est aussi un nucléon (voir Annexe A). On note m la masse de la source et de la sonde. Les fermions de la source et la sonde sont représentés par des champs à 4 composantes appelés *spinéur de Dirac* et notés ψ_1 et ψ_2 .

L'évolution des fermions de la source et de la sonde en interaction grâce à la présence du boson ϕ est alors entièrement donnée par la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{source}} + \mathcal{L}_{\text{sonde}} + \mathcal{L}_{\text{champs scalaire}} + \mathcal{L}_{\text{interaction}} \quad (1.3)$$

avec

$$\mathcal{L}_{\text{source}} = i\bar{\psi}_1 (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_1, \quad (1.4)$$

$$\mathcal{L}_{\text{sonde}} = i\bar{\psi}_2 (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_2, \quad (1.5)$$

$$\mathcal{L}_{\text{champ scalaire}} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{m_\phi^2}{2} \phi^2, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{L}_{\text{interaction}} = g_s \phi \bar{\psi}_1 \psi_1 + i g_p \phi \bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_1 + g_s \phi \bar{\psi}_2 \psi_2 + i g_p \phi \bar{\psi}_2 \gamma^5 \psi_2. \quad (1.7)$$

Les densités $\mathcal{L}_{\text{source}}$ et $\mathcal{L}_{\text{sonde}}$ décrivent l'évolution de fermions libres. La densité $\mathcal{L}_{\text{champ scalaire}}$ correspond à l'évolution du boson scalaire libre. La dernière densité $\mathcal{L}_{\text{interaction}}$ donne la forme des interactions entre les fermions et le boson. Ici, on considère des couplages de Yukawa scalaire ($g_s \phi \bar{\psi} \psi$) et pseudoscalaire ($i g_p \phi \bar{\psi} \gamma^5 \psi$). Les constantes g_s et g_p caractérisent l'intensité du couplage des fermions avec le boson.

L'équation d'Euler-Lagrange

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \varphi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} = 0, \quad (1.8)$$

avec φ un champ quelconque, permet de déduire de la densité lagrangienne \mathcal{L} les évolutions spatiale et temporelle du champ φ . Cette équation découle du *principe de moindre action*, bien connu en mécanique analytique. Appliquons-la à la densité (1.3) pour le champ ϕ : on obtient alors

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m_\phi^2 \phi = \sum_{i=1,2} g_s \bar{\psi}_i \psi_i + g_p \bar{\psi}_i \gamma^5 \psi_i, \quad (1.9)$$

qui est l'équation de Klein-Gordon avec un terme de source induit par la source et la sonde. Comme la quantité de fermions dans la source est très grand, le champ ϕ est généré principalement par la source ($i = 1$). En connaissant la forme de la source, il est possible de déduire la distribution spatiale du champ scalaire généré en régime stationnaire.

La sonde qui se propage alors à proximité de la source suit une équation de Dirac avec des termes d'interaction avec le champ scalaire :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_2 - m\psi_2 = g_s \phi \psi_2 + i g_p \phi \gamma^5 \psi_2. \quad (1.10)$$

La résolution de cette équation dans une limite non relativiste conduit à une équation de Schrödinger qui décrit l'évolution temporelle de la densité de probabilité de présence évoluant dans un potentiel $V(x)$, avec x la distance sonde-source. En considérant que la source est un demi

plan infini en $x < 0$, ce potentiel dont dérive la force entre la source et la polarisation de la sonde est :

$$V(x) = \left\{ -g_s^2 \frac{n\lambda^2 \hbar c}{2} - g_s g_p \frac{n\hbar^3 P_z}{4m^2 c} - g_s g_p \frac{n\lambda \hbar^2 \sigma_z}{4m} - g_p^2 \frac{n\hbar^3 P_z \sigma_z}{8m^2 c} \right\} e^{-x/\lambda} \left(1 - e^{-d/\lambda} \right), \quad (1.11)$$

avec P_z la polarisation moyenne de la source et σ_z le spin de la sonde. Le détail du calcul est donné en Annexe A. La forme de ce potentiel avait été proposée par Moody et Wilczek en 1984 [Moody et Wilczek(1984)] pour l'échange d'un boson scalaire entre deux particules. Ici, nous avons retrouvé ce résultat pour une interaction entre une sonde et une source (contenant de nombreuses particules). Le premier terme de (1.11) correspond à une interaction de type *monopole-monopole* entre les atomes de la source et la sonde. Le second terme s'interprète comme une interaction *monopole-dipôle* entre la sonde et les spins de la source. Ces deux premiers termes ne dépendent pas du spin de la sonde.

Les troisième et quatrième termes de (1.11) dépendent du spin de la sonde : on peut alors réécrire les termes du potentiel (1.11) proportionnel au spin de la sonde comme un potentiel pseudo-magnétique $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{b} = -\frac{\hbar}{2} \gamma \vec{\sigma} \cdot \vec{b}$ avec γ le rapport gyromagnétique de la sonde. L'interaction entre la source et le spin de la sonde s'interprète comme un champ pseudo-magnétique \vec{b} ressenti par la sonde placé à une distance x de la source :

$$\vec{b}(x) = g_{s,1} g_{p,2} \frac{n\lambda \hbar}{2m\gamma} e^{-x/\lambda} \left(1 - e^{-d/\lambda} \right) + g_{p,1} g_{p,2} \frac{n\hbar^2 P_{z,1}}{4m^2 \gamma c} e^{-x/\lambda} \left(1 - e^{-d/\lambda} \right). \quad (1.12)$$

On parle de *champ pseudo-magnétique* et \vec{b} ne respecte pas les équations de l'électromagnétisme classique. Tout d'abord, on peut voir que ce champ pseudo-magnétique décroît exponentiellement avec comme dimension caractéristique λ donnée par (1.2). Le premier terme de (1.12) correspond à un champ pseudo-magnétique généré par la source sans polarisation globale sur le spin de la sonde, phénomène qui n'a aucun équivalent en électromagnétisme classique. Le deuxième terme correspond lui à un nouveau canal d'interaction entre deux dipôles magnétiques : c'est une interaction *dipôle-dipôle*.

L'échange d'un boson entre deux fermions s'interprète comme une force qui découle d'un potentiel de Yukawa (1.1). Si l'état de spin des deux particules n'intervient pas dans l'expression du potentiel d'interaction, il s'agit d'une interaction monopole-monopole et on parle communément de *cinquième force* (*fifth force* en anglais). De nombreuses expériences, recherchant une déviation de la loi de Newton de la gravitation, ont déjà été réalisées dans une large gamme de masses de particules [Antoniadis et al.(2011)]. Pour mettre en évidence l'existence d'un canal exotique d'interaction entre deux fermions, on peut aussi étudier l'évolution du spin de la sonde à proximité d'une source (polarisée ou non). La force entre les deux fermions s'interprète alors comme un champ pseudo-magnétique (1.12) généré par la source sur la sonde. Si un signal correspondant à une évolution anormale du spin sonde induite par ce champ est observé, c'est l'existence d'un nouveau boson d'interaction qui est mise en avant.

1.4 L'axion et les particules de type axion

Un exemple particulièrement intéressant de boson scalaire exotique se couplant faiblement à la matière est celui de l'axion. Solution du problème de violation de CP dans le secteur fort, il est aussi un candidat possible à la matière noire. Dans cette section, nous passerons en revue les principaux arguments en faveur de son existence ainsi que sa généralisation en particules de type axion.

1.4.1 Le problème de violation CP en QCD

En chromodynamique quantique (QCD), la densité lagrangienne peut se décomposer en deux termes :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_\theta \quad (1.13)$$

où \mathcal{L}_0 décrit les quarks et les gluons ainsi que leurs interactions et \mathcal{L}_θ correspond à une anomalie du vide QCD.

Intéressons nous au terme \mathcal{L}_0 qui s'écrit :

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{2g_s^2} \text{Tr} (G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}) + i \left(\bar{\Psi}_L (\not{\partial} - i\mathcal{A}) \Psi_R + \bar{\Psi}_R (\not{\partial} - i\mathcal{A}) \Psi_L \right) - \left(\bar{\Psi}_L \mathcal{M}_q^\dagger \Psi_R + \bar{\Psi}_R \mathcal{M}_q \Psi_L \right),$$

avec $\text{Tr} (G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}) = G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$. Les termes $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ sont les tenseurs de champ gluonique et A_μ^a sont les champs de jauge. On définit les quarks chiraux $\Psi_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\Psi_f$ où Ψ_f correspondent au triplet de saveurs qui ne sont pas des états propres de masse. La matrice des états propres de masses des quarks \mathcal{M}_q n'est pas a-priori diagonale dans la base des états propres de saveurs. Elle peut être diagonalisée dans la base des états propres de masse $\Psi'_{R,L}$ via une rotation chirale de SU(3) notée $U_{R,L}$ et ses coefficients s'écrivent alors :

$$(\mathcal{M}_q)_{a,b} = m_a \delta_{a,b} e^{i\rho}. \quad (1.14)$$

La phase globale ρ est a priori non nulle et le terme de masse dans le Lagrangien \mathcal{L}_0 viole alors la symétrie CP.

Le second terme \mathcal{L}_θ dans (1.13) s'écrit :

$$\mathcal{L}_\theta = -\frac{\theta}{16\pi^2} \text{Tr} \left(\tilde{G}_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \right) \quad (1.15)$$

où θ est une phase qui est, à priori, de l'ordre de l'unité. Ce terme apparaît lors de la détermination du vide de QCD qui possède une structure topologique non perturbative complexe. En fait, \mathcal{L}_θ viole explicitement la symétrie CP. Une propriété importante du vide QCD est qu'il n'est pas invariant par des rotations chirales : après une rotation d'un angle α , le paramètre θ est décalé d'une phase $2N_f\alpha$ où N_f est le nombre de saveurs de quarks. Cette propriété a de grandes conséquences dans le secteur des quarks du Lagrangien de QCD.

Via une rotation globale chirale d'angle $-\theta/2N_f$ sur la matrice de masse des quarks, le terme ρ devient $\bar{\rho} = \rho - \theta/2N_f$. Cette transformation va faire aussi disparaître le paramètre θ du terme \mathcal{L}_θ . Toute la violation CP est mise dans le terme de masses des quarks dans \mathcal{L}_0 . À l'inverse, une rotation chirale d'angle $-\rho/2$ sur les états $\Psi'_{R,L}$ va supprimer la phase globale de \mathcal{M}_q et ajouter une phase supplémentaire égale à $-\rho N_f$ au Lagrangien \mathcal{L}_θ .

On voit apparaître alors le lien entre la phase violant CP dans le vide QCD et la phase dans la matrice des masses des quarks et comment une rotation chirale sur l'une induit une rotation sur l'autre. On peut écrire ce lien grâce à un angle $\bar{\theta}$ effectif dans le Lagrangien \mathcal{L}_θ :

$$\bar{\theta} = \theta - \text{ArgDet} \mathcal{M}_q, \quad (1.16)$$

où $\text{ArgDet} \mathcal{M}_q = N_f \rho$. Ainsi toute la violation de CP est dans le terme $\mathcal{L}_{\bar{\theta}}$.

A priori, l'angle $\bar{\theta}$ ne peut pas être éliminé par une rotation chirale et aucune prédiction théorique n'est faite sur la valeur que doit prendre cet angle. À moins que l'angle effectif ne soit nul, le Lagrangien QCD possède automatiquement une source de violation CP.

L'effet de cette violation de la symétrie CP apparaît dans la valeur prise par le Moment Dipolaire Électrique (EDM) du neutron. La violation de CP en QCD apporte une contribution à l'EDM du neutron via un couplage au pion² qui vaut [Baker *et al.*(2006)] :

$$d_n \approx \bar{\theta} \times 2 \times 10^{-16} \text{ e.cm (90 \% C.L.)}. \quad (1.17)$$

Durant les 60 dernières années, de nombreux efforts ont été faits pour mesurer l'EDM du neutron, conduisant à une limite supérieure :

$$|d_n| \leq 3 \times 10^{-26} \text{ e.cm}. \quad (1.18)$$

Ce résultat se traduit par une contrainte sur la valeur de l'angle effectif du vide QCD :

$$|\bar{\theta}| \leq 10^{-10}. \quad (1.19)$$

Cette valeur demande un grand ajustement entre l'angle θ induit par le vide QCD et l'angle ρ de la matrice de masse des quarks, qui sont deux phénomènes d'origines a priori très différentes. L'écart entre la valeur attendue de $\bar{\theta}$ (de l'ordre de l'unité) et la limite supérieure de cette valeur obtenue expérimentalement pose problème : c'est le *problème de la violation CP dans le secteur fort*.

1.4.2 Modèle d'axion et constantes de couplage

Parmi les solutions proposées pour résoudre ce problème de violation, l'utilisation d'une symétrie chirale supplémentaire dans le Modèle Standard permettrait de supprimer la phase $\bar{\theta}$. On suppose alors que le Lagrangien du Modèle Standard est invariant sous une certaine symétrie globale chirale supplémentaire. Une rotation chirale induira un déphasage dans l'équation (1.15) et permet de faire disparaître la phase $\bar{\theta}$, résolvant le problème de violation de la symétrie CP dans le secteur fort.

A l'origine, ce sont Roberto Peccei et Helen Quinn [Peccei et Quinn(1977), Peccei(1996)] qui ont proposé cette symétrie supplémentaire $U(1)_{\text{PQ}}$ (qui a d'ailleurs pris leur nom). Ils ont supposé alors l'existence de deux nouveaux doublets de Higgs. La combinaison a des phases de ces champs est appelée *axion de Peccei-Quinn*. Cette nouvelle symétrie permet de traduire une rotation chirale directement dans le Lagrangien \mathcal{L}_θ violant CP. Le Lagrangien QCD contient alors les termes :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \supset -\frac{\bar{\theta}}{16\pi^2} \text{Tr} \left(\tilde{G}_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \right) - \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{a}{16\pi^2 f_a} \text{Tr} \left(\tilde{G}_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \right) + \mathcal{L}_{\text{int}} (\partial^\mu a / f_a; \psi), \quad (1.20)$$

où \mathcal{L}_{int} correspond au Lagrangien d'interaction entre l'axion et les fermions. Après une brisure spontanée de la symétrie de $U(1)_{\text{PQ}}$ à l'échelle d'énergie f_a , la valeur dans le vide du champ $\langle a \rangle$ que prend l'axion est telle que tous les termes en $\text{Tr} \left(\tilde{G}_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \right)$ disparaissent [Kim et Carosi(2010)] : on a alors $\theta_{\text{eff}} = \bar{\theta} + \frac{\langle a \rangle}{f_a} = 0$. Le champ pseudo-scalaire a correspond à un paramètre $\bar{\theta}$ devenu dynamique, dont la valeur prise après la brisure de symétrie minimise l'énergie du vide QCD. Le problème de violation CP dans le secteur fort est alors résolu puisque le Lagrangien du modèle standard avec cette symétrie $U(1)_{\text{PQ}}$ ne contient plus de termes violant CP.

2. Pour une approche pédagogique de ce calcul, voir [Dar(2000)].

Ainsi un boson de Goldstone a appelé "axion", induit par les excitations autour de $\langle a \rangle$, apparaît. À la transition de phase QCD, le boson acquiert une masse m_a . Celle-ci est inversement proportionnelle à l'échelle d'énergie de brisure f_a :

$$m_a = \frac{m_\pi f_\pi \sqrt{m_u m_d}}{f_a (m_u + m_d)}, \quad (1.21)$$

avec m_u , m_d et m_π les masses du quark u , d et du pion et $f_\pi = 92$ MeV la constante de désintégration du pion. Dans le modèle de Peccei et Quinn, l'échelle de brisure de la symétrie $U(1)_{PQ}$ correspond à la valeur dans le vide du champ de Higgs $v = 246$ GeV, la masse de l'axion est alors de l'ordre de 25 keV. Ce modèle a été exclu notamment grâce aux mesures des rapports d'embranchement de la désintégration d'un kaon en pion et axion [Peccei et Quinn(1977), Peccei(1996)].

Afin d'éviter ces contraintes expérimentales, une nouvelle catégorie de modèles d'axion est apparue : ce sont les modèles d'axion invisible, obtenus en prenant une échelle f_a de brisure de la symétrie de Peccei-Quinn très grande devant v . Des contraintes astrophysiques comme l'explosion de la supernova SN1987A imposent que f_a soit plus grande que 10^9 GeV [Ringwald(2013)]. Ainsi, la masse de l'axion doit être très faible ($m_a \leq 1$ meV).

L'axion se couple directement au photon comme :

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{1}{4} g_{a\gamma} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (1.22)$$

La constante de couplage de l'axion au photon est donnée par [Ringwald(2012)] :

$$g_{a\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_a} \left(C_{a\gamma} - \frac{2}{3} \frac{m_u + 4m_d}{m_u + m_d} \right) \approx (C_{a\gamma} - 1.92) \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1} \left(\frac{10^{10} \text{ GeV}}{f_a} \right), \quad (1.23)$$

avec α la constante de structure fine et $C_{a\gamma}$ une constante de l'ordre de l'unité dépendante du modèle d'axion utilisé. À l'heure actuelle, le couplage de l'axion au photon est contraint par l'expérience ADMX³, cette expérience étant à l'heure actuelle la seule pouvant effectivement tester et contraindre le modèle de l'axion avec une masse inférieure à 1 meV. L'expérience CAST (pour "Cern Axion Solar Telescope") pointe un télescope en direction du Soleil, les photons étant arrêtés grâce à un obturateur et seuls les axions passent au travers grâce à leur faible interaction avec la matière. Les axions sont alors convertis en rayon X de 1 eV en traversant un champ magnétique de 9 T généré par un aimant de 10 m de long au bout duquel ils sont détectés. D'autres expériences (comme ALPS ou OSQAR) basées sur le même procédé expérimental de "light-shining-through-a-wall" ("lumière apparaissant derrière un mur") continuent d'améliorer leur sensibilité afin de pouvoir sonder une plus large gamme de masse [Redondo et Ringwald(2011)].

Regardons de plus près quelles sont les constantes de couplage de l'axion aux quarks et aux nucléons. L'axion se couple dérivativement aux quarks via un terme $i \frac{g_p^q}{2m_q} \partial_\mu a \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q$ [Turner(1990)]. Dans le cas d'une interaction entre deux quarks avec l'échange d'un seul boson, le potentiel induit par le couplage dérivatif est équivalent à celui obtenu avec un couplage de Yukawa [Ferrer et Grifols(1998)] : on pourra donc remplacer dans le Lagrangien le couplage aux

3. À l'origine, l'expérience ADMX (pour "Axion Dark Matter eXperiment") visait à rechercher la matière noire. En utilisant une cavité micro-onde résonante à la fréquence correspondant à la masse, les axions constituant la matière noire seraient reconvertis en photon et une résonance apparaîtrait alors. Pour une recherche générique d'axion, deux cavités micro-ondes séparées sont utilisées, une servant de générateur d'axion et l'autre de récepteur.

quarks par un couplage pseudoscalaire $ig_p^q a \bar{q} \gamma^5 q$ ⁴. L'axion peut aussi se coupler scalairement aux quarks grâce à la matrice de masse des quarks. En effet, si θ_{eff} n'est pas tout à fait nulle, alors un terme de couplage scalaire $\theta_{\text{eff}} \frac{m_q}{f_a} a \bar{q} q$ apparaît [Mantry *et al.*(2014)]. On peut alors réécrire les constantes de couplage scalaire et pseudoscalaire de l'axion avec les quarks sous la forme :

$$g_s^q \propto \theta_{\text{eff}} \frac{m_q}{f_a}, \quad g_p^q \propto \frac{m_q}{f_a}. \quad (1.24)$$

La contrainte sur θ_{eff} issue des mesures de l'EDM du neutron ($\theta_{\text{eff}} \leq 10^{-10}$) et celle sur l'échelle de brisure de la symétrie de $U(1)_{\text{PQ}}$ imposent une forte qu'un éventuel couplage scalaire pseudoscalaire entre deux quarks se ferait avec une constante de couplage $g_s^q g_p^q \propto \theta \frac{m_q^2}{f_a^2} < 10^{-34}$. Macroscopiquement, en supposant que l'axion se couple avec les mêmes intensités aux quarks u et d , les contraintes sur les constantes de couplage $g_s g_p$ entre deux nucléons par échange d'un axion sont proportionnelles à celles sur les couplages aux quarks : elles sont donc hors de portée des mesures directes en laboratoire [Mantry *et al.*(2014)].

1.4.3 Les particules de type axion

Le modèle de l'axion introduit un mécanisme permettant d'éliminer dynamiquement le terme de violation de la symétrie CP dans le Lagrangien de QCD. Cette suppression ne peut avoir lieu que grâce à la relation (1.21) entre la masse de l'axion et l'échelle de brisure f_a . Cette relation particulière est due au fait que le mécanisme générant la masse de l'axion provient du terme $\frac{a\xi}{16\pi^2 f_a} \text{Tr}(\tilde{G}_{\mu\nu} G^{\mu\nu})$ dans le Lagrangien QCD (1.20) [Peccei(1996), Kim et Carosi(2010)]. Les constantes de couplage étant reliées à l'échelle f_a (et parfois à l'angle résiduel de violation de CP en QCD θ_{eff} (1.19)), la théorie de l'axion est assez prédictive : une fois connue la masse de l'axion, les ordres de grandeur des couplages aux fermions et au photon sont aussi connus. Cette particularité rend cette théorie relativement spécifique et difficile à tester en laboratoire à cause des très faibles constantes de couplage.

Une généralisation de la théorie consiste à faire disparaître la relation entre la masse de la particule et l'échelle de brisure f_a . De cette façon, cette particule ne permet plus de résoudre le problème de violation CP dans le secteur fort. Cependant, comme l'axion, ces particules se couplent dérivativement à la matière ordinaire [Arias *et al.*(2012)]. C'est pour cette raison que l'on parle de particules de type axion (ALPs). Remarquons seulement que, dans le cas de l'échange d'une seule ALP entre deux fermions, le potentiel induit n'est pas différent de celui induit par un boson scalaire via un couplage de Yukawa [Ferrer et Grifols(1998)] : dans ce cas, on parlera généralement de "bosons scalaires". Dans le cas des ALPs et plus simplement des bosons pseudoscalaires, il n'y a plus de relation de proportionnalité entre la masse du boson et les constantes de couplage : la conséquence est que l'espace des paramètres (masse, couplage) possibles n'est a priori plus limité à une bande comme pour l'axion.

1.4.4 Conclusion sur la recherche des axions et des ALPs

L'axion et les ALPs sont donc des particules non prédites par le Modèle Standard. Seul l'axion permet supprimer la source de violation CP dans le secteur fort. Elles permettent aussi de résoudre des observations astrophysiques. Leur existence permettrait d'expliquer la perte d'énergie des naines blanches via un couplage au photon ou encore l'apparente transparence de l'Univers

4. Ce n'est pas le cas lors de l'échange de deux bosons car un couplage de type Yukawa donnera un potentiel en $1/r^3$ tandis qu'un couplage dérivatif dépendra de $1/r^5$.

aux photons très énergétiques. Elles sont aussi candidates à la question de la matière noire grâce à leur faible masse et interaction avec les particules du Modèle Standard [Ringwald(2013)]. Des contraintes sur le modèle de l'axion invisible sont posées à l'heure actuelle grâce au couplage de celui-ci avec le photon, la sensibilité des expériences utilisant le couplage au nucléon n'étant pas suffisante. En revanche, ces expériences présentent un grand intérêt pour la recherche des ALPs puisque les constantes de couplage associées ne sont pas prédites généralement.

1.5 La recherche générique de nouvelles forces

En 1984, Moody et Wilczek s'étaient intéressés aux nouveaux canaux d'interaction entre les particules pouvant être médiée par l'axion [Moody et Wilczek(1984)] et avaient présenté trois potentiels d'interaction, dont nous avons recalculé la forme (1.11) dans le cas général d'un boson scalaire. En fait, ce potentiel (1.11) fait partie d'un panel plus large de potentiels qui peuvent être générés par un boson scalaire. Nous nous proposons dans cette section de présenter de façon générale les potentiels d'interaction entre deux fermions via l'échange d'un boson scalaire ou vecteur. On note $\vec{\sigma}_1$ (resp. $\vec{\sigma}_2$), \vec{r}_1 (resp. \vec{r}_2) et \vec{v}_1 (resp. \vec{v}_2) le spin, la position et la vitesse de la particule 1 (resp. 2). Dobrescu et Mocioiu ont déterminé les 16 formes génériques de potentiels \mathcal{V}_i d'interaction entre deux particules [Dobrescu et Mocioiu(2006)] qui respectent l'invariance de Lorentz. En combinant certains de ces potentiels, il est possible de réduire leur nombre à 12 : ces nouveaux potentiels sont notés \mathcal{V}'_i . La table 1.1 regroupe ces potentiels selon trois catégories : les potentiels monopole-monopole qui ne dépendent pas du spin des deux particules (noté MM), les potentiels monopole-dipôle qui dépendent du spin d'une seule particule (MD) et les potentiels dipôle-dipôle qui dépendent du spin des deux particules (DD). Ces potentiels contiennent une fonction y qui ne dépend que de la distance entre les deux particules. Dans le cas de forces induites par l'échange d'un seul boson de masse m_0 , on obtient :

$$y(r) = \frac{1}{4\pi} e^{-m_0 r}. \quad (1.25)$$

Les dérivées dans les expressions des potentiels de la table 1.1 feront alors simplement apparaître la masse du boson échangé⁵. Parmi les douze potentiels, on ne compte que trois potentiels monopole-dipôle : MD_\perp , MD_r et MD_v . Remarquons au passage que 4 des potentiels présentés dans la table 1.1 violent la symétrie CP.

Par souci de clarté et afin de faire le lien avec les calculs faits dans la section 1.3, nous ne prendrons en considération par la suite que les couplages entre deux nucléons. Pour simplifier l'exposé, nous supposerons les constantes de couplage indépendantes de la nature du nucléon⁶ et nous les noterons simplement g_s et g_p . Dans le cas de l'échange d'un boson scalaire ϕ léger se couplant aux nucléons, la densité lagrangienne effective à basse énergie contient le terme :

$$\mathcal{L}_\phi = -\phi \bar{\mathcal{N}} (g_s + i\gamma^5 g_p) \mathcal{N}, \quad (1.26)$$

avec g_s et g_p les constantes de couplage scalaire et pseudoscalaire avec les nucléons. Pour un boson vecteur U se couplant directement aux nucléons, la partie du Lagrangien décrivant l'interaction

5. Pour deux bosons échangés ou plus, la fonction y sera différente, la dépendance étant plutôt en puissance de r : les potentiels obtenus ne seront pas équivalents à ceux correspondant à l'échange d'un seul boson [Ferrer et Grifols(1998)].

6. Un traitement analogue est possible pour des couplages entre particules différentes, on pourra se référer à [Dobrescu et Mocioiu(2006)].

	Expression \mathcal{V}'_i	Type d'interaction	Nouvelle notation	
\mathcal{V}_1	$\frac{1}{r}y(r)$	Monopole-monopole	MM	CP
$\frac{\mathcal{V}_4+\mathcal{V}_5}{2}$	$-\frac{1}{2mr^2}\vec{\sigma}\cdot\left(\vec{v}\times\frac{\vec{r}}{r}\right)\left(1-r\frac{d}{dr}\right)y(r)$	Monopole-dipôle	MD_{\perp}	CP
$\frac{\mathcal{V}_9+\mathcal{V}_{10}}{2}$	$-\frac{1}{2mr^2}\vec{\sigma}\cdot\frac{\vec{r}}{r}\left(1-r\frac{d}{dr}\right)y(r)$	Monopole-dipôle	MD_r	\mathcal{CP}
$\frac{\mathcal{V}_{12}+\mathcal{V}_{13}}{2}$	$\frac{1}{2r}\vec{\sigma}\cdot\vec{v}y(r)$	Monopole-dipôle	MD_v	CP
\mathcal{V}_2	$\frac{1}{r}\vec{\sigma}\cdot\vec{\sigma}'y(r)$	Dipôle-dipôle	DD_1	CP
\mathcal{V}_3	$\frac{1}{m^2r^3}\left\{\vec{\sigma}\cdot\vec{\sigma}'\left(1-r\frac{d}{dr}\right)-3\left(\vec{\sigma}\cdot\frac{\vec{r}}{r}\right)\left(\vec{\sigma}'\cdot\frac{\vec{r}}{r}\right)\left(1-r\frac{d}{dr}+\frac{r^2}{3}\frac{d^2}{dr^2}\right)\right\}y(r)$	Dipôle-dipôle	DD_2	CP
$\frac{\mathcal{V}_6+\mathcal{V}_7}{2}$	$-\frac{1}{2mr^2}\left\{\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{v}\right)\left(\vec{\sigma}'\cdot\frac{\vec{r}}{r}\right)\right\}\left(1-r\frac{d}{dr}\right)y(r)$	Dipôle-dipôle	DD_3	\mathcal{CP}
\mathcal{V}_8	$\frac{1}{r}\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{v}\right)\left(\vec{\sigma}'\cdot\vec{v}\right)y(r)$	Dipôle-dipôle	DD_4	CP
\mathcal{V}_{11}	$-\frac{1}{mr^2}\left(\vec{\sigma}\times\vec{\sigma}'\right)\cdot\frac{\vec{r}}{r}\left(1-r\frac{d}{dr}\right)y(r)$	Dipôle-dipôle	DD_5	CP
\mathcal{V}_{14}	$\frac{1}{r}\left(\vec{\sigma}\times\vec{\sigma}'\right)\cdot\vec{v}y(r)$	Dipôle-dipôle	DD_6	\mathcal{CP}
\mathcal{V}_{15}	$-\frac{3}{2m^2r^3}\left\{\left(\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{v}\times\frac{\vec{r}}{r}\right]\right)\left(\vec{\sigma}'\cdot\frac{\vec{r}}{r}\right)+\left(\vec{\sigma}\leftrightarrow\vec{\sigma}'\right)\left(1-r\frac{d}{dr}+\frac{1}{3}r^2\frac{d^2}{dr^2}\right)y(r)\right.$	Dipôle-dipôle	DD_7	\mathcal{CP}
\mathcal{V}_{16}	$\left. -\frac{1}{2mr^2}\left\{\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{v}\right)\left(\vec{\sigma}'\cdot\left[\vec{v}\times\frac{\vec{r}}{r}\right]\right)+\left(\vec{\sigma}\leftrightarrow\vec{\sigma}'\right)\right\}\left(1-r\frac{d}{dr}\right)y(r)\right.$	Dipôle-dipôle	DD_8	CP

TABLE 1.1 – Potentiels d'interaction possibles entre deux particules. Ces formes de potentiel respectent uniquement l'invariance de Lorentz. La première colonne donne la notation donnée dans [Dobrescu et Mocioiu(2006)] de chaque potentiel. La dernière colonne indique si la symétrie CP est conservée (CP) ou violée (\mathcal{CP}). La masse de la sonde est notée m .

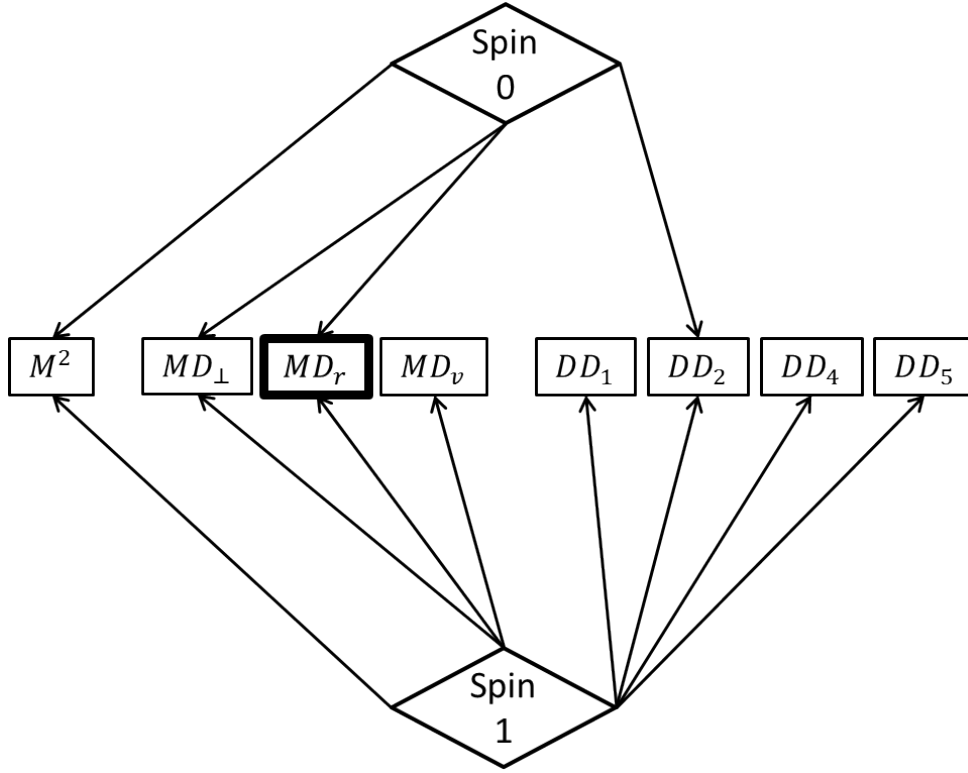


FIGURE 1.2 – Schéma représentant les potentiels induits par des bosons de spin 0 et 1 avec les constantes de couplage associées. Le potentiel encadré par un trait épais viole la symétrie CP.

entre le boson et les particules est :

$$\mathcal{L}_U = U_\mu \bar{\mathcal{N}} \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) \mathcal{N}, \quad (1.27)$$

avec g_V et g_A les constantes de couplage vectoriel et axial avec les nucléons.

De ces densités lagrangiennes, il est possible d'obtenir, comme dans la section 1.3, le potentiel total entre deux nucléons polarisés que l'on écrira sous la forme :

$$V = \sum_i f_i \mathcal{V}'_i. \quad (1.28)$$

Les coefficients f_i sont des constantes d'intensité de couplage qui contiennent les constantes de couplage liées à chaque interaction. La figure 1.2 représente les couplages possibles induits entre deux nucléons par un boson de spin 0 ou de spin 1. La table 1.2 donne ces facteurs f_i pour chacun des 12 potentiels avec l'échange d'un boson scalaire ou vecteur entre deux nucléons. Remarquons tout d'abord que certains potentiels (DD_6 , DD_7 et DD_8) ne sont pas réalisés par l'échange d'un boson de spin 0 ou 1 : pour une interaction entre deux nucléons de même nature, certaines constantes f_i s'annulent comme celle du potentiel DD_7 pour un boson scalaire ou DD_8 pour un boson de spin 1. Il est important de noter aussi que certains potentiels peuvent être réalisés quelle que soit la nature du boson échangé. C'est le cas du potentiel MM et DD_2 ⁷ ainsi que MD_\perp et MD_r .

7. Seul le signe du potentiel (qui sera alors attractif ou répulsif) permet de distinguer la nature du boson.

Potentiel	f_i (Spin 0)	f_i (Spin 1)
MM	$-g_s^2$	g_V^2
MD_{\perp}	$\frac{1}{2}g_s^2$	$\frac{3}{2}g_V^2 + \frac{1}{2}g_A^2$
MD_r	$-g_s g_p$	$4\left(\frac{m}{m_U}\right)^2 g_A^2 \theta^*$
MD_v	0	$4g_A g_V$
DD_1	0	$-g_A^2$
DD_2	$-\frac{1}{4}g_p^2$	$\frac{1}{4}(g_V^2 + g_A^2)$
DD_3	0	0
DD_4	0	$-\frac{5}{4}g_A^2$
DD_5	0	$g_A g_V$
DD_6	0	0
DD_7	0	0
DD_8	0	0

TABLE 1.2 – Intensités de couplage des 12 potentiels induits par l'échange de bosons de spin 0 et de spin 1 entre deux nucléons de masse m donnés dans [Dobrescu et Mocioiu(2006)] (* : voir texte pour une discussion sur l'intensité de couplage du potentiel MD_r avec échange d'un boson de spin 1).

Le potentiel MD_r est le seul potentiel violant CP, réalisable entre deux nucléons via l'échange d'un boson massif. La partie monopole-dipôle (en $g_s g_p$) dans le potentiel (1.11) correspond donc à ce potentiel. D'après le calcul de Dobrescu et Mocioiu, il est impossible de générer une interaction MD_r avec l'échange d'un boson vecteur, quelle que soit la nature des fermions sonde et source. En fait, dans le cas d'un boson vecteur U très faiblement interagissant et de masse très faible, seules les composantes transverses se découplent effectivement de la matière. La composante longitudinale se comporte comme le boson de Goldstone qui donne la masse m_U au boson U en brisant la symétrie $U(1)$ associée [Fayet(1981)]. Ainsi les échanges de boson U entre fermions ne disparaissent pas mais les couplages sont ceux d'un boson pseudoscalaire sans masse. L'interaction entre deux nucléons par échange d'un boson U de très faible masse peut donc induire le potentiel MD_r , l'intensité de l'interaction correspondant à un produit $g_s g_p$ effectif. En supposant que les couplages du boson vecteur aux neutron et proton sont identiques, on peut relier la constante de couplage pseudoscalaire équivalente à la constante de couplage axiale :

$$g_p = 2 \frac{m}{m_U} g_A, \quad (1.29)$$

avec m la masse des particules en interaction, ici des nucléons. La constante de couplage scalaire g_s effectif est reliée à g_p par un angle de violation de CP : $g_s \propto \theta g_p$. L'échange d'un boson vecteur peut alors induire une interaction monopole-dipôle violant la symétrie CP avec la forme de potentiel MD_r , la constante d'intensité étant proportionnelle à $\left(\frac{m}{m_U}\right)^2 g_A^2 \theta$ avec m_U la masse du boson vecteur U échangé [Fayet(2001), Fayet(2009)].

L'échange d'un boson entre deux fermions correspond à un canal d'interaction entre eux. Cette interaction peut prendre une grande variété de forme, notamment selon la nature du boson échangé ou de l'état de spin des fermions. Cependant, si un boson exotique existe, nous n'avons pas directement accès aux constantes de couplage du boson ni à la nature de celui-ci, seulement aux coefficients f_i . Ainsi, si un signal positif d'une interaction exotique est observé, selon la nature du boson considéré (scalaire ou vecteur), le résultat s'interprétera en terme

de constante de couplage de celui-ci avec la matière. Cela signifie donc que pour un potentiel d'interaction donné, il sera possible d'avoir des conclusions sur plusieurs constantes de couplage, tant que la nature du boson échangé permet ce potentiel. Seuls les potentiels MD_v , DD_1 , DD_4 et DD_5 ne sont réalisables que pour un boson vecteur.

1.6 Contraintes actuelles sur des couplages de bosons exotiques aux nucléons

Jusqu'à présent, aucun signal indiquant l'existence d'un boson non prédit dans le Modèle Standard n'a été observé, que ce soit par production résonante ou via la recherche d'un nouveau canal d'interaction entre fermions. Cela signifie alors que, si un nouveau boson existe, la gamme de masse explorée ne contient vraisemblablement pas celle de la nouvelle particule ou que son couplage avec la matière n'est pas suffisant pour que les expériences soient sensibles aux effets anormaux induits. De ces non-observations, il est tout de même possible de contraindre les paramètres de la particule recherchée. Nous listons les contraintes qui existent jusqu'à présent sur les bosons scalaires et vecteurs de faibles masse et couplage avec les nucléons.

1.6.1 Contraintes astrophysiques

Un boson, possédant un faible couplage au nucléon ou au photon, ouvre un canal supplémentaire de perte d'énergie des étoiles. On peut donc imaginer un scénario dans lequel la densité des objets astrophysiques est telle qu'un grand nombre de bosons est généré, qu'il nous "suffit" de détecter.

Parmi les sources astrophysiques conduisant aux contraintes sur le couplage pseudoscalaire avec les nucléons les plus restrictives, l'explosion de la supernova SN1987A dans le Grand Nuage de Magellan, qui a généré un flux de neutrinos mesuré en 1987 pendant 10 secondes par l'expérience Kamiokande II, apporte deux bandes d'exclusion. La première se base sur le nombre de neutrinos émis lors de l'explosion qui pourrait être modifié par l'émission simultanée de bosons légers. Ainsi, l'absence d'un désaccord entre le nombre de neutrinos mesurés et les estimations théoriques conduisent à l'exclusion de la bande [Turner(1988), Raffelt et Seckel(1988)] :

$$9 \times 10^{-7} \leq |g_p| \leq 1 \times 10^{-3}. \quad (1.30)$$

Une seconde contrainte, plus forte, peut aussi être extraite de l'analyse de la durée de l'explosion (et donc de celle du flux de neutrinos). Du fait de leur faible couplage avec la matière, ces bosons s'échappent facilement de l'objet et ouvrent ainsi un nouveau canal de perte d'énergie. Une constante de couplage pseudoscalaire avec les nucléons est alors exclue [Engel *et al.*(1990)] dans la gamme

$$1 \times 10^{-10} \leq |g_p| \leq 1.4 \times 10^{-6}. \quad (1.31)$$

Globalement, toute la gamme $10^{-3} \leq |g_p| \leq 10^{-10}$ semble être exclue. Cependant, le recouvrement des deux zones d'exclusion n'est pas certain notamment à cause des incertitudes sur les équations employées pour modéliser le cœur de la supernova. Une fenêtre reste encore à exclure autour de $g_p = 10^{-6}$. Notons aussi que la gamme $g_p \geq 10^{-3}$ n'est pas exclue par l'explosion de la supernova. Les limites sont présentées sur la figure 1.3.

Le Soleil pourrait aussi être une source d'axions et d'ALPs, générés par transition M1 du premier état excité du fer 57 vers son état fondamental (ce qui correspond à une énergie de

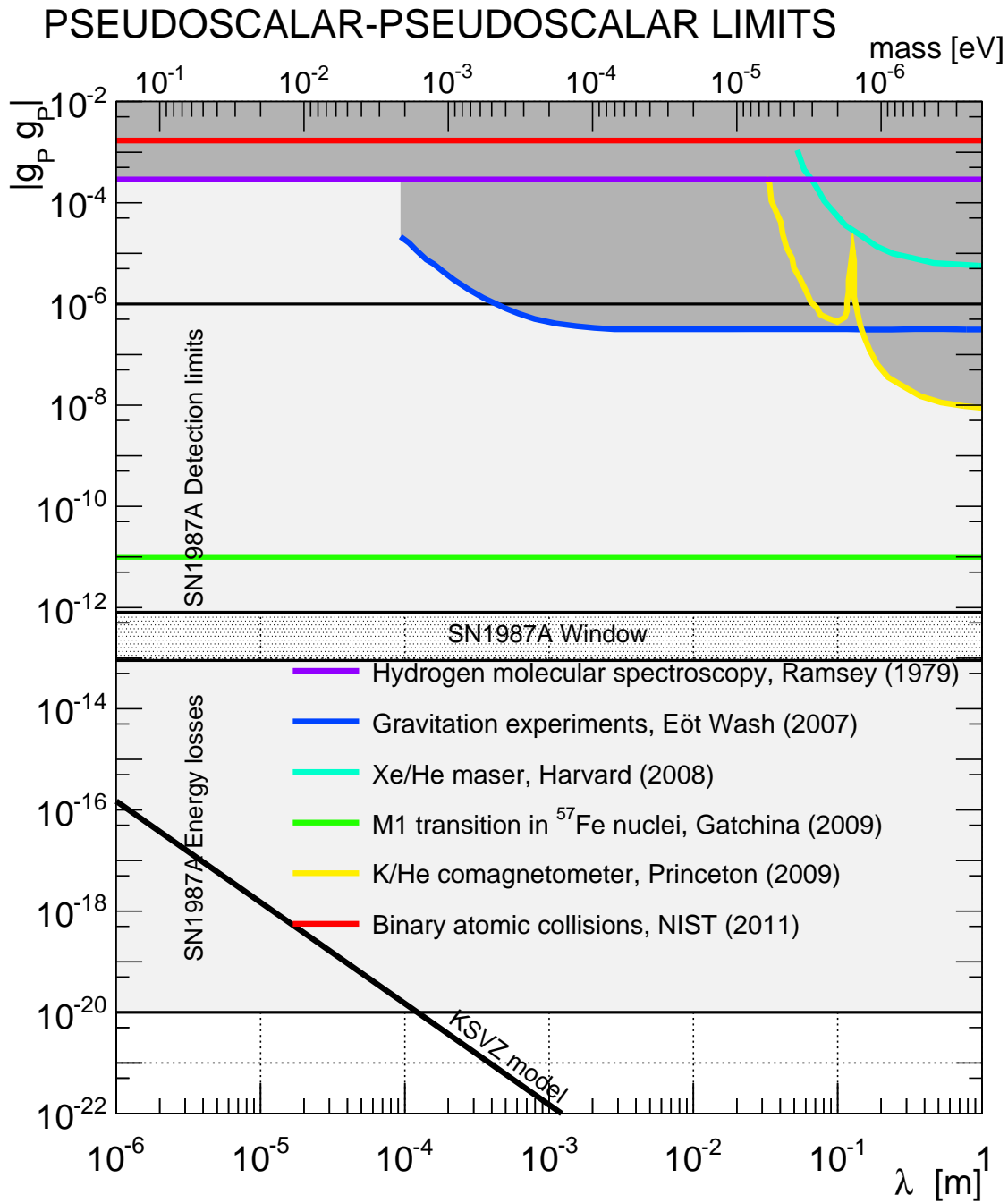


FIGURE 1.3 – Contraintes sur le couplage pseudoscalaire au nucléon d'un boson scalaire léger. La ligne "KSVZ model" correspond au couplage pseudoscalaire attendu de l'axion au nucléon. Les contraintes apportées par la supernova SN1987A sont représentées par des bandes grises. Voir le texte pour les références associées à chaque ligne.

14.4 keV)⁸. La détection se fait par reversion en photons par absorption via le neutron célibataire du ⁵⁷Fe. Une limite sur le couplage pseudoscalaire d'un boson scalaire léger au neutron est obtenue [Derbin *et al.*(2009)] :

$$|g_p^n| \leq 3 \times 10^{-6}. \quad (1.32)$$

Remarquons au passage, qu'en utilisant la relation (1.29), il est possible d'extraire des exclusions sur le couplage axial d'un boson vecteur.

Concernant la détection d'un éventuel couplage scalaire ou vecteur d'un boson exotique aux nucléons grâce à des mesures astronomiques, les échelles de distance considérées ne permettent d'obtenir des contraintes que pour des bosons extrêmement légers (typiquement $m_0 \leq 1$ neV). Des mesures de la distance entre la Terre et la Lune ou la Terre et les satellites LAGEOS permet de chercher d'éventuelles déviations de la loi de gravitation de Newton dérivant d'un potentiel de la forme :

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \alpha e^{-r/\lambda}, \quad (1.33)$$

où m_1 et m_2 sont les masses des deux objets considérés, G la constante de gravitation. Les paramètres α et λ correspondent alors à l'intensité et la portée de la nouvelle interaction (voir [Adelberger *et al.*(2003)] pour une revue du sujet). Le potentiel (1.33) correspond au potentiel MM dans la table 1.1. Cependant, ces limites ne concernent que des distances supérieures à 10 km (et des masses de bosons scalaires inférieures à 10^{-11} eV). Pour des recherches d'interactions de plus courte portée, il est donc nécessaire d'avoir des distances plus faibles entre les objets : les mesures en laboratoire sont alors utiles.

Finalement, les observations astrophysiques sont des méthodes très puissantes qui permettent de contraindre les constantes de couplage de bosons exotiques. Cependant, l'explosion d'une supernova est un phénomène relativement exceptionnel et imprédictible. Les objets astrophysiques sont aussi peu contrôlables au sens où leur milieu n'est pas forcément bien connu. Les incertitudes associées permettent alors de contourner théoriquement ces contraintes. L'utilisation de méthodes complémentaires de recherche de couplage de nouveau boson dans un environnement contrôlé et reproductible est donc nécessaire puisque complémentaire aux méthodes astrophysiques.

1.6.2 Contraintes de laboratoire

Contrairement aux mesures astrophysiques, les expériences réalisées en laboratoire ne bénéficient pas de la quantité de nucléons considérable des objets célestes. Elles permettent cependant d'obtenir des mesures complémentaires soit dans des espaces de paramètre inaccessibles par les expériences astrophysiques soit en utilisant des phénomènes physiques différents. Vu la diversité des expériences de laboratoire recherchant des bosons de faible masse, nous les regrouperons et comparerons leurs résultats selon le phénomène de physique considéré, à savoir la forme du potentiel d'interaction entre les deux objets et les constantes de couplage.

Constantes de couplage g_s et g_V . D'après la table 1.1, il est possible d'extraire une contrainte, à la fois, sur un couplage au nucléon scalaire g_s et sur un couplage vecteur g_V grâce aux potentiels MM et MD_\perp . La recherche d'une intensité non nulle du potentiel d'interaction entre deux monopoles MM , via les expériences menées par le groupe Eöt-Wash de l'Université

8. L'autre processus de génération d'axions et d'ALPs dans les étoiles est le processus de Primakov $\gamma + q \rightarrow q + \phi$ où q est une particule chargée.

de Washington à Seattle, a permis de contraindre largement ces constantes pour des portées $\lambda \geq 10 \mu\text{m}$:

$$g_s, g_V \leq 10^{-16} \text{ pour } \lambda = 10 \mu\text{m}. \quad (1.34)$$

Ces expériences reposent sur des mesures très précises des mouvements d'un pendule de torsion en suspension et de l'analyse de la fréquence d'oscillation de ce système en présence d'objets macroscopiques [Wagner *et al.*(2012)]. La puissance de cette méthode provient des grandes densités de nucléons utilisables.

Pour des portées sub-micrométriques, il est nécessaire de sonder directement les interactions entre atomes et de rechercher une déviation dans leur comportement. Les expériences visant à mesurer la force de Casimir permettent l'extraction de la meilleure contrainte sur un couplage monopole-monopole pour des portées entre 10^{-8} m et 5×10^{-6} m. Pour des portées sub-nanométriques, l'étude de la diffusion des neutrons a permis d'extraire une limite sur l'intensité d'une force supplémentaire de Yukawa [Nesvizhevsky *et al.*(2008)].

Constante de couplage g_p . Le couplage pseudoscalaire pur en g_p^2 peut être observé via le potentiel dipôle-dipôle DD_2 . Ce potentiel possède la même structure que le potentiel magnétique entre deux dipôles en $\frac{1}{m^2 r^3} \left\{ \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}' - 3 \left(\vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right) \left(\vec{\sigma}' \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right) \right\}$. La mise en évidence d'une interaction dipolaire de courte portée se fait en recherchant une déviation par rapport à l'interaction magnétique entre deux dipôles.

La figure 1.3 donne les contraintes actuelles sur le couplage pseudoscalaire en fonction de la portée de l'interaction. Ce couplage peut être aussi observé pour une interaction monopole-monopole qui pourrait alors s'interpréter comme un échange de deux bosons. Dans ce cas-ci, la dépendance du potentiel serait en $1/r^3$ [Ferrer et Grifols(1998)] pour des couplage de Yukawa à chaque vertex. La contrainte extraite des mesures de déviation de la gravitation [Adelberger *et al.*(2007)] est la meilleure pour les portées de l'ordre du cm⁹. L'étude de spectre de l'hydrogène [Ramsey(1979)] et la recherche de dépolarisation supplémentaire par collisions binaire entre atomes polarisés [Fu et Snow(2011)] ont permis de poser des contraintes sur une large gamme de masse. Enfin, des mesures directes de fréquence de précession avec des comagnétomètres hélium-xénon [Glenday *et al.*(2008)] ou hélium-potassium [Vasilakis *et al.*(2009)] donnent des limites sur un couplage pseudoscalaire pour des portées métriques.

Produit $g_s g_p$. Le potentiel MD_r permet d'accéder au produit $g_s g_p$. Ce potentiel est très recherché, notamment pour des portées comprises entre 1 cm et 1 μm , comme le montre la figure 1.4. Plusieurs raisons expliquent cette situation : la première est que ce potentiel viole la symétrie CP, ce qui permet de discriminer ses effets des autres phénomènes magnétiques. La deuxième est que la gamme de portée souvent recherchée correspond à la fenêtre de l'axion, c'est-à-dire aux masses qui n'ont pas encore été exclues par les contraintes astrophysiques. Comme nous l'avons expliqué plus haut, l'axion est un boson réellement motivé théoriquement par la résolution d'anomalies dans le Modèle Standard et ses constantes de couplage avec les nucléons sont extrêmement faibles. Cependant, la recherche dans cette zone spécifique d'un boson scalaire générique n'est pas particulièrement plus motivée que dans une autre zone. En effet, la découverte dans cette zone d'un boson scalaire dont les constantes de couplage ne correspondent pas à celles

9. Rappelons que cette limite n'est valable que pour des couplages de Yukawa : pour des couplages dérivatifs, le potentiel est en $1/r^5$ et la contrainte est alors moins forte.

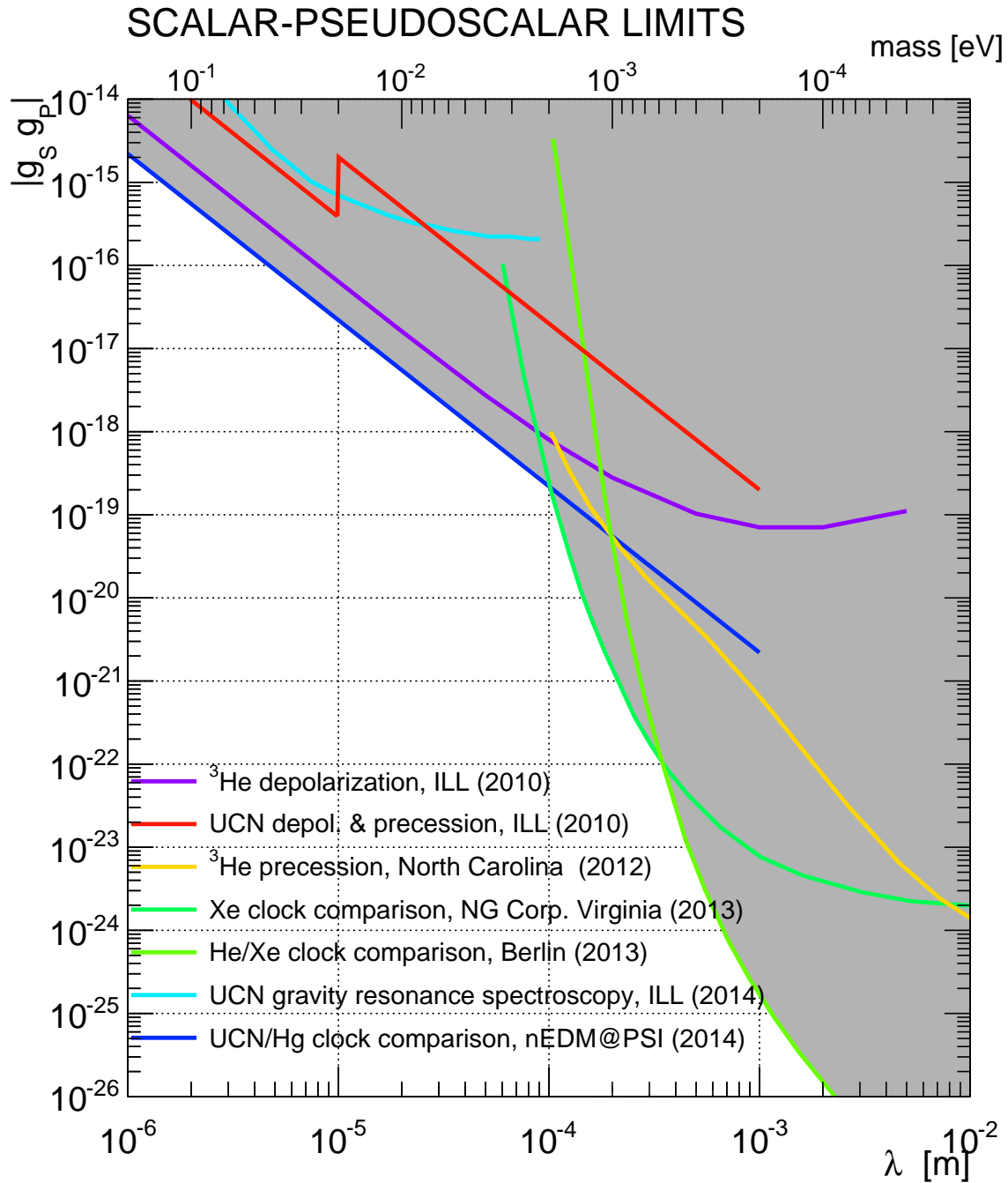


FIGURE 1.4 – Contraintes sur le couplage scalaire-pseudoscalaire au nucléon d'un boson scalaire léger. Voir le texte pour les références associées à chaque ligne.

prédites par la théorie de l'axion serait quand même la preuve de l'existence d'autres bosons mais ne résoudra en aucun cas le problème de la violation de CP dans le secteur fort.

Parmi les expériences de laboratoire qui ont pu contraindre le produit $g_s g_p$, la diffraction de neutrons a permis d'obtenir la limite la plus contraignante pour des portées submicrométriques [Voronin *et al.*(2009)]. Pour des portées plus grandes que le micromètre, des expériences ont utilisé des neutrons ultrafroids (i.e. des neutrons d'énergie cinétique inférieure à 500 neV) comme l'étude de la dépolarisation de ces neutrons [Serebrov(2009)] ou celle de leur niveau gravitationnel [Jenke *et al.*(2014)]. La mesure du rapport de la fréquence de précession du mercure et de celle du neutron dans l'expérience nEDM qui a lieu au PSI [Afach *et al.*(2015)] a donné la meilleure contrainte de laboratoire sur $g_s g_p$ entre 1 μm et 100 μm . De nombreuses expériences utilisent l'évolution des spins d'un ou plusieurs gaz polarisés comme de l'hélium 3 ou du xénon, la source de l'interaction étant une masse non polarisée placée à proximité [Chu *et al.*(2013), Bulatowicz *et al.*(2013), Tullney *et al.*(2013)]. Si on observe une différence entre les fréquences de précession ou les taux de relaxation lorsque la source est proche ou loin, c'est le signe d'un nouveau canal d'interaction. Enfin, une dernière méthode consiste à étudier la dépolarisation de l'hélium 3 avec comme source les parois du contenant [Petukhov *et al.*(2010)]. Cette expérience qui a permis d'obtenir une très bonne contrainte présente de nombreux points d'améliorations possibles. Le sujet de cette thèse consiste à améliorer cette expérience, ce sera l'objet des prochains chapitres. Ces limites sur $g_s g_p$ sont montrées sur la figure 1.4.

Il est aussi possible de contraindre le produit $g_s g_p$ en combinant les contraintes obtenues indépendamment sur g_s en laboratoire et g_p par des considérations astrophysiques [Raffelt(2012)]. La limite obtenue est d'autant plus forte qu'il est possible d'utiliser la contrainte $|g_p| \leq 10^{-10}$ de la supernova SN1987A. Cependant, cette exclusion est peu conservatrice puisque les milieux astrophysiques et de laboratoire sont relativement différents et les contraintes obtenues dans chaque milieu ne sont pas forcément équivalentes. La figure 1.5 montre les contraintes sur g_s en fonction de g_p pour une portée d'interaction de 10 μm . La limite sur le produit $g_s g_p$ donnée par [Afach *et al.*(2015)] est aussi représentée. Notons que cette contrainte obtenue sur l'expérience nEDM est à 7 ordres de grandeur de la limite qui prend en considération la limite la plus stricte sur g_p obtenue après l'explosion de SN1987A. En revanche, on peut voir que cette contrainte est juste à 1 ordre de grandeur de la combinaison de contraintes sur g_s et g_p obtenues en laboratoire pour un couplage dérivatif.

Ainsi, la recherche d'un couplage $g_s g_p$ par des expériences de précision en laboratoire est donc tout à fait justifiée puisqu'une mesure en milieu contrôlé permettra de confirmer une mesure astrophysique et d'exclure de façon certaine l'existence d'un tel couplage.

Constante de couplage g_A . Les potentiels MD_\perp , DD_1 , DD_2 et D_4 dépendent quadratiquement de la constante de couplage g_A . À l'heure actuelle, très peu d'expériences recherchent explicitement une interaction purement axial. La plus compétitive pour des portées métriques a été menée à Princeton [Vasilakis *et al.*(2009)] et visait à mesurer un effet dipolaire donné par DD_1 pour des portées supérieures au centimètre en utilisant une source d'hélium 3 polarisé comme source et un comagnétomètre K- ^3He comme sonde. La contrainte obtenue est $g_A^2 \leq 1.5 \times 10^{-40}$ pour des portées supérieures à 1 m. La deuxième expérience réalisée à l'Institut Paul Scherrer (PSI) mesure la fréquence de précession d'un faisceau de neutrons froids polarisés en présence d'une plaque en cuivre servant de source [Piegsa et Pignol(2012)]. Elle a permis de tester le potentiel MD_\perp dépendant de la vitesse des neutrons et d'obtenir la meilleure limite sur le couplage g_A^2 pour les distances sub-centimétriques : $g_A^2 \leq 6 \times 10^{-13}$ pour 1 mm.

SCALAR vs PSEUDOSCALAR LIMITS

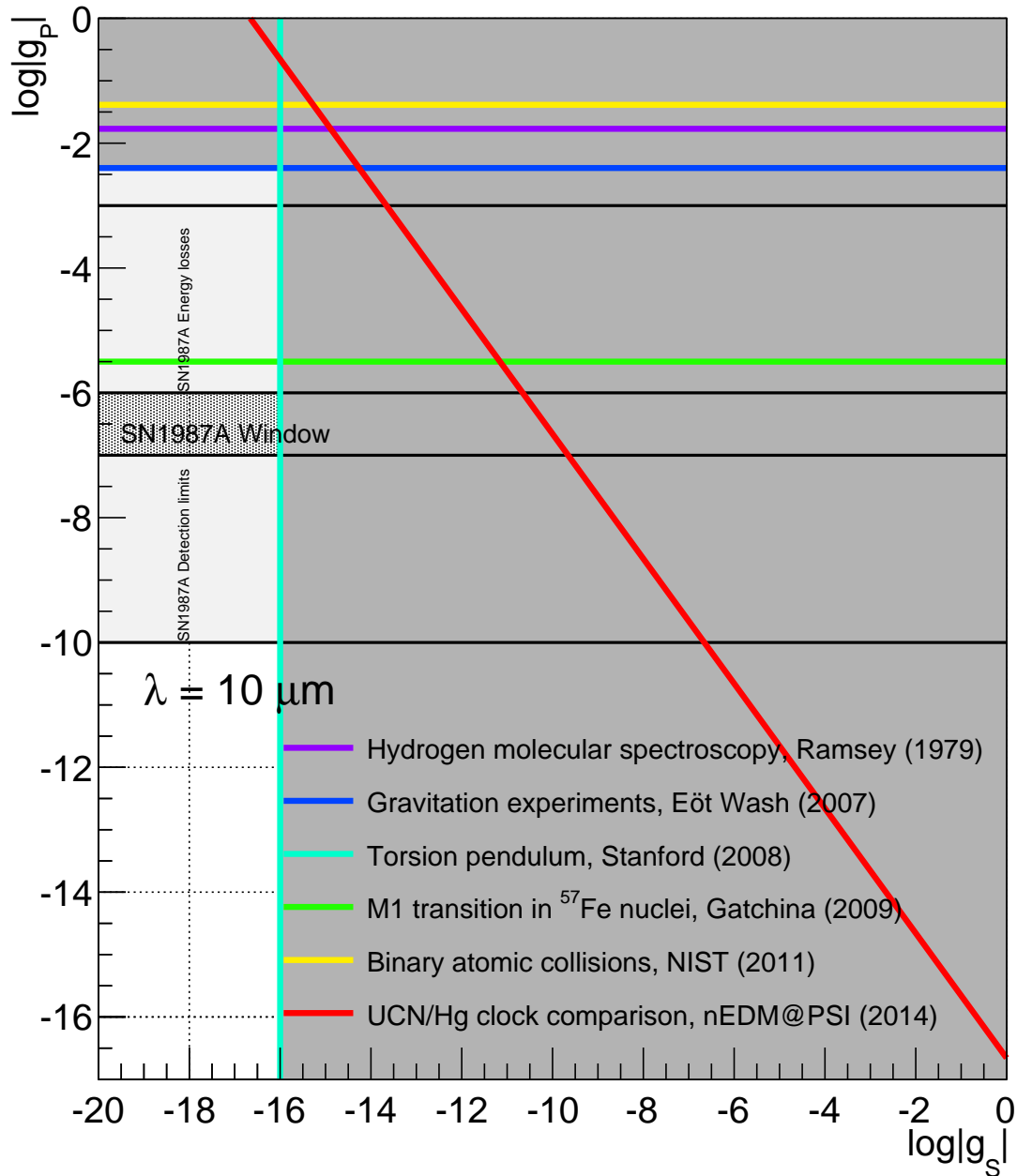


FIGURE 1.5 – Contraintes sur le couplage g_s en fonction du couplage g_p . Les contraintes apportées par la supernova SN1987A sont représentées par des bandes grises. Voir le texte pour les références associées à chaque ligne.

Comme discuté dans la section 1.5, l'échange d'un boson vecteur faiblement couplé peut induire un potentiel MD_r entre deux nucléons de masse m . L'intensité du couplage est alors de l'ordre de $\left(\frac{m}{m_U}\right)^2 g_A^2 \theta$. On peut donc convertir la contrainte sur le produit $g_s g_p$ en contrainte sur $g_A^2 \theta$: $g_A^2 \theta \leq 10^{-35}$ pour $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $g_A^2 \theta \leq 6 \times 10^{-60}$ pour $\lambda = 1 \text{ m}$. En considérant un angle θ de l'ordre de 10^{-10} , il est alors possible de comparer les ordres de grandeurs de ces limites avec ceux sur le produit g_A^2 présentées plus haut : $g_A^2 \theta \leq 1.5 \times 10^{-50}$ pour $\lambda = 1 \text{ m}$ [Vasilakis *et al.*(2009)] et $g_A^2 \theta \leq 10^{-19}$ pour $\lambda = 1 \mu\text{m}$ [Piegsa et Pignol(2012)]. Les contraintes obtenues par le potentiel MD_r sont donc bien meilleures. Elles sont en revanche moins génériques puisque elles supposent une violation de CP par le boson U paramétrisée par θ . Dans le cas où θ est nul, aucun nouveau boson vecteur ne pourra être trouvé avec le potentiel MD_r . Il est donc nécessaire de continuer de rechercher le couplage axial d'un boson vecteur léger via les autres formes de potentiels comme MD_\perp ou DD_1 .

Produit g_{AgV} . À notre connaissance, seules deux expériences ont mesuré directement le produit g_{AgV} via le potentiel DD_5 . La première utilise un comagnétomètre potassium-hélium 3 interagissant avec une cellule d'hélium 3 polarisé [Vasilakis *et al.*(2009)]. La limite obtenue est de $g_{AgV} \leq 4.9 \times 10^{-25}$ pour des portées plus grandes que le mètre. La deuxième mesurait la rotation des spins de neutrons dans de l'hélium 4 liquide [Yan et Snow(2013)] et contraint le couplage $g_V g_A^n \leq 10^{-22}$ pour une portée de $1 \mu\text{m}$.

Il est aussi possible de combiner les limites sur g_V et g_A obtenues par des limites de laboratoire afin d'obtenir une limite sur le produit. Pour des longueurs inférieures au millimètre, la combinaison des contraintes sur g_A [Piegsa et Pignol(2012)] et g_V [Kapner *et al.*(2007)] donne $g_{AgV} \leq 10^{-24}$, ce qui correspond aux contraintes directes de laboratoire discutées plus haut. En revanche, pour des portées de l'ordre du mètre, la contrainte extraite d'une combinaison de [Vasilakis *et al.*(2009)] et [Hoskins *et al.*(1985)] est bien meilleure que celle extraite via le potentiel DD_5 : $g_{AgV} \leq 10^{-40}$.

1.7 Conclusion

La recherche de nouveaux canaux d'interaction entre fermions est motivée dans le cadre de nouveaux bosons de faible masse. Ainsi, la découverte d'un boson serait le premier pas vers la mise en évidence de physique au delà du MS.

Certaines symétries exotiques et les bosons associés sont justifiés par une volonté de résoudre des problèmes du Modèle Standard comme la violation de la symétrie CP en QCD ou la matière manquante dans l'Univers. L'axion, bien que largement contraint par diverses considérations en physique des particules et en astrophysique, continue de motiver la communauté scientifique à le rechercher notamment via son couplage au photon. Plus génériquement, les particules de type axion (qui sont des bosons pseudoscalaires se couplant dérivativement aux fermions et ne possédant pas de relation entre leur masse et les constantes de couplage) sont recherchées dans des gammes de masse très larges. Cette thèse se place dans le contexte de la recherche de nouvelles forces médiées par l'échange de boson entre deux fermions. Nous avons présenté les potentiels d'interaction pouvant exister entre deux nucléons et les constantes de couplage qui sont mises en jeu. De nombreuses contraintes ont été posées jusqu'à présent sur ces constantes pour des bosons de spin 0 et 1.

Nous nous proposons donc de découvrir des bosons appartenant à des théories au delà du

Modèle Standard. Pour cela, une expérience de mesure du taux de relaxation longitudinal d'un gaz d'hélium 3 polarisé (analogue à celle présentée dans [Petukhov *et al.*(2010)]) a été réalisée avec pour objectif d'améliorer certains points critiques (comme l'homogénéité du champ magnétique principal et la précision des mesures du taux de dépolarisation) et d'augmenter ainsi sa sensibilité à des forces de courte portée dépendantes du spin. Afin de clarifier notre exposé, nous nous limiterons à l'étude de deux potentiels d'interaction de courte portée MD_r et DD_2 . Nous présenterons l'extraction de contraintes sur les constantes de couplages scalaires et vecteurs associées grâce aux mesures acquises. L'analyse présentée dans ce manuscrit pourra se poursuivre avec la contrainte d'autres potentiels d'interaction médiés principalement par des bosons vecteurs.

Polarisation, dépolarisation et utilisation de l'hélium 3

I must confess that, at that time, I had absolutely no knowledge of the slowness of the relaxation processes in the ground state, processes which take place in collisions with the wall or with the molecules of a foreign gas.

Alfred Kastler, Nobel Lecture, 12 décembre 1966

Sommaire

2.1	Introduction	28
2.2	Utilisation de l'hélium 3 hyperpolarisé	29
2.3	Techniques d'hyperpolarisation de l'hélium 3	31
2.3.1	Polarisation nucléaire par échange de spin avec un atome polarisé	31
2.3.2	Polarisation nucléaire de l'hélium par échange de métastabilité	32
2.4	Techniques de mesure de la polarisation	35
2.4.1	Mesures in-situ	36
2.4.2	Mesures ex-situ	36
2.4.3	Mesurer une polarisation : des méthodes pour tous les goûts...	39
2.5	Processus de dépolarisation de l'hélium 3	40
2.5.1	Collisions avec les parois	40
2.5.2	Collisions entre particules polarisées	40
2.5.3	Mouvement dans un champ magnétique inhomogène	41
2.6	Conclusion	41

2.1 Introduction

L'hélium 3 est un noyau composé de deux protons et d'un neutron. Contrairement à l'isotope d'hélium 4, il n'y a que très peu de traces de l'hélium 3 à l'état naturel sur Terre. À l'heure actuelle, il est produit principalement aux États-Unis et en Russie comme dérivé des armes atomiques de type H par désintégration naturelle du tritium dont la période est de 12 ans. La figure 2.1 montre une estimation du stock et de la demande en hélium 3 depuis 1990 ainsi que la production provenant de la désintégration du tritium (exprimés en litre). Après les attaques terroristes du 11 septembre 2001, le gouvernement américain a décidé d'équiper ses frontières de détecteurs d'engins nucléaires. La figure 2.2 montre la répartition des détecteurs de neutrons sur le sol américain. La demande dépasse alors la production, conduisant à une diminution d'un facteur 5 du stock et à une élévation des prix allant jusqu'à plusieurs milliers de dollars par litre. Depuis 2009, le gouvernement américain a décidé de réduire l'utilisation de l'hélium et de trouver d'autres voies pour la construction de ces détecteurs. Cependant, la demande, qui a tout de même augmenté notamment dans les domaines scientifiques et cryogénique, dépasse toujours la production qui a diminué depuis 2001 puisque des traités de non-prolifération des armes atomiques ont été signés, réduisant ainsi la production de nouvelles armes nucléaires et donc de tritium.

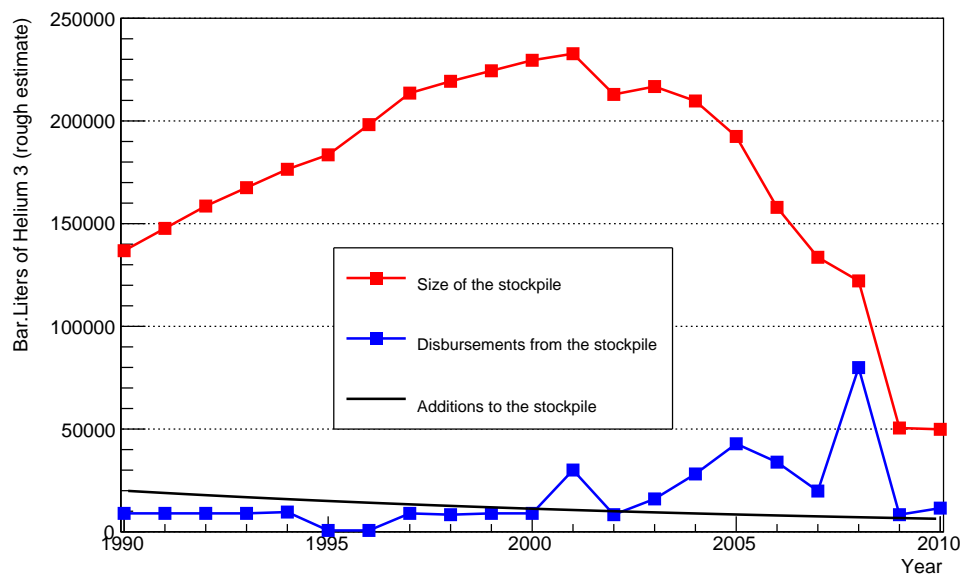


FIGURE 2.1 – Stock (en rouge) et sortie du stock (en bleu) de l'hélium 3 (exprimés en litre) depuis 1990. En noir, la production du gaz à partir de la décroissance du tritium.

Outre son utilisation comme détecteur de neutrons, les propriétés de magnétisme nucléaire de l'hélium 3 sont très intéressantes. Dans son état fondamental 1^1S_0 , l'état de spin $1/2$ de l'atome d'hélium 3 est porté par le neutron célibataire : on parle alors de *polarisation nucléaire*. Le niveau fondamental possède donc deux sous-niveaux de nombres quantiques $\pm 1/2$ selon un axe de quantification donné. Son rapport gyromagnétique vaut $\gamma/2\pi = 32,434092(97)$ Hz/ μ T [Flowers *et al.*(1993)]. On définit la polarisation nucléaire d'un gaz de spins $1/2$ comme la différence

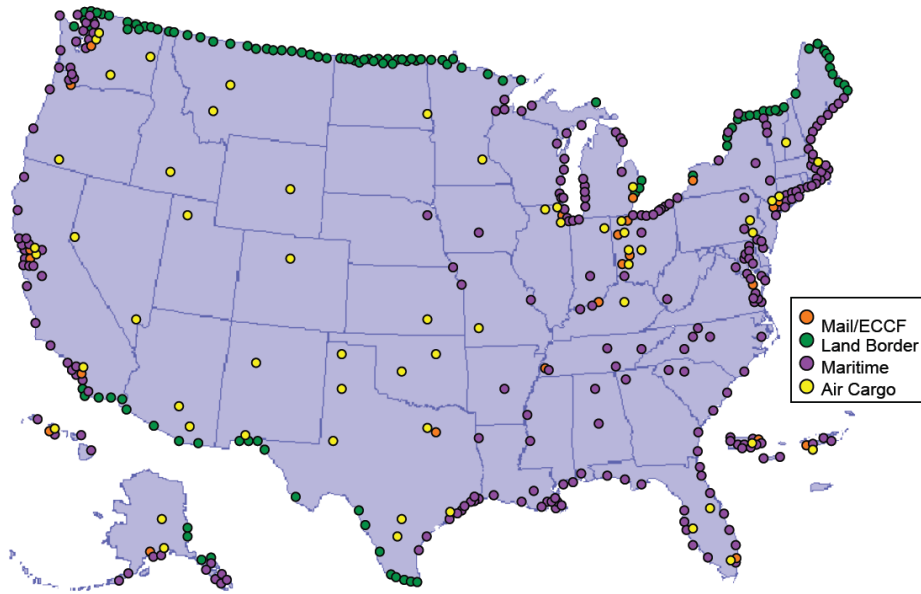


FIGURE 2.2 – Déploiement des détecteurs ^3He de neutrons installés aux points d'entrée sur le territoire des États Unis pour la sécurité intérieure.

relative entre la population N_+ d'état de spin $+1/2$ et celle N_- d'état $-1/2$:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (2.1)$$

Il est possible de polariser le gaz d'hélium 3 (i.e. créer un déséquilibre entre les deux populations d'état de spin) en appliquant un champ magnétique très intense : cette méthode est appelée "polarisation par force brute". La polarisation obtenue est donnée par le rapport entre la différence d'énergie entre les deux niveaux Zeeman μB et l'énergie d'agitation thermique $k_B T$. Dans le champ magnétique terrestre ($50 \mu\text{T}$) à température ambiante, cette polarisation est de l'ordre de $\frac{\mu B}{k_B T} \approx 10^{-10}$, ce qui est très faible. C'est pourquoi, pour obtenir une meilleure polarisation, il est intéressant d'utiliser le pompage optique qui est une méthode basée sur le transfert de polarisation de la lumière aux atomes grâce aux propriétés spécifiques de l'interaction photon-atome et qui permet de dépasser le niveau de polarisation d'équilibre thermique dans le champ magnétique terrestre. Lorsque la polarisation de ce gaz dépasse largement le niveau de polarisation d'équilibre thermique, on parlera de *gaz hyperpolarisé*.

Nous allons donc voir dans ce chapitre quelles sont les différentes utilisations de l'hélium 3 hyperpolarisé en médecine et en physique. Nous décrirons les techniques utilisées pour obtenir de très grandes valeurs de polarisation. Les méthodes de mesure de la polarisation in-situ et ex-situ seront aussi présentées. Nous verrons ensuite quels sont les mécanismes à l'origine de la décroissance de la polarisation avec le temps.

2.2 Utilisation de l'hélium 3 hyperpolarisé

Grâce aux grandes valeurs de polarisation que le pompage optique permet d'obtenir, les gaz hyperpolarisés sont utilisés dans des contextes très divers, à la fois médicaux et scientifiques.

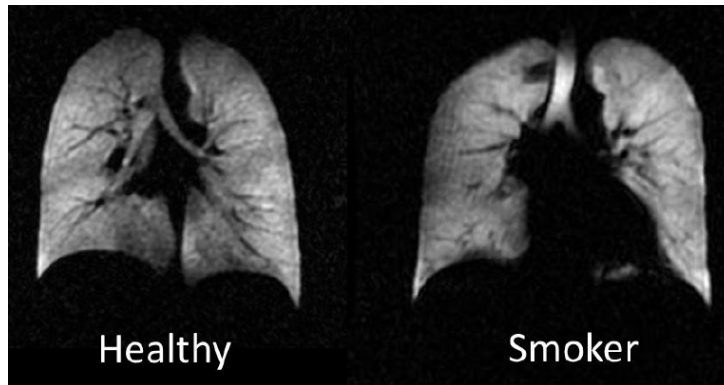


FIGURE 2.3 – Image des poumons d'un patient sain et un fumeur par résonance magnétique de l'hélium 3.

Cette section présente les diverses utilisations de ce gaz [Leduc(1990)].

En physique des neutrons, l'hélium 3 est utilisé pour polariser un faisceau de neutrons thermiques et froids (de longueur d'onde λ) grâce à la grande dépendance de la section efficace de capture $\text{He}^3(n, p)\text{H}^3$ avec l'orientation relative des spins de l'hélium cible et du neutron incident : lorsque l'orientation des spins est opposée, cette section efficace vaut $\sigma^{\uparrow\downarrow}(\lambda) = 6000 \times (\lambda/\text{\AA})$ barns contre $\sigma^{\uparrow\uparrow}(\lambda) = 5$ barns si les deux spins sont alignés [Batz *et al.*(2005)]. Le proton issu de la désintégration ionise le gaz d'hélium. L'application d'une haute tension permet d'amplifier la quantité de porteurs de charges créées et des fils d'anode permettent de collecter les électrons créés. De fait, une chambre à fils remplie d'hélium 3 non polarisé constitue un excellent moyen de détection des neutrons non polarisés.

La transmission T^\pm des neutrons de longueur d'onde donnée dont le spin est aligné (+) ou anti-aligné (−) avec le spin de l'hélium contenu dans une cellule de longueur l est donnée par la relation :

$$T^\pm(P_{\text{He}}, \lambda) = \frac{1}{2} \exp(-nl\sigma_A(\lambda) [1 \mp P_{\text{He}}]), \quad (2.2)$$

où P_{He} correspond à la polarisation de l'hélium, n la densité de gaz et $\sigma_A(\lambda) \approx 3000 \times (\lambda/\text{\AA})$ barns la section efficace d'absorption pour des neutrons non polarisés. Des polarisations neutroniques très importantes (supérieures à 99.9 % [Andersen *et al.*(2006), Klauser(2013)]) peuvent être obtenues avec des cellules à fenêtres en silicium de 10 cm à 1 bar. Les neutrons transmis peuvent alors être guidés vers des expériences de physique, comme par exemple des expériences de diffusion à travers des cristaux afin d'en connaître la structure magnétique.

L'imagerie par résonance magnétique est basée sur l'analyse spatiale d'un signal de précession d'atomes polarisés immergés dans un champ magnétique inhomogène. Usuellement, pour une image du cerveau ou de l'abdomen, ce sont les protons contenus dans l'eau du patient qui sont polarisés et qui précèdent. Lorsque ce sont les poumons que l'on souhaite imager, le patient inhale un gaz d'hélium 3 ou de xénon 129 dont la polarisation est très importante afin de compenser la plus faible densité d'atomes. La figure 2.3 montre l'image obtenue par résonance magnétique de l'hélium 3 des poumons d'un patient en bonne santé et d'un fumeur. L'imagerie permet de fournir de précieuses informations pour la détection et le traitement de problèmes pulmonaires. Un problème de cette pratique repose alors sur le transport de la station de polarisation vers le lieu d'utilisation [van Beek *et al.*(2003), Thien *et al.*(2008)].

En physique fondamentale, l'hélium polarisé est souvent utilisé comme magnétomètre de

précision via la mesure de sa fréquence de précession qui sera décrite lors de la présentation de la polarimétrie par décalage en fréquence à la section 2.4.2.2. Une bobine permet alors de mesurer le signal de précession des atomes. La précision de la mesure de cette fréquence étant proportionnelle au rapport signal sur bruit de l'instrument, il est donc important d'avoir un dispositif sensible. L'utilisation d'un SQUID [Gemmel *et al.*(2010), Tullney *et al.*(2013)] ou d'un magnétomètre césium [Kraft *et al.*(2014)] donne une précision relative sur la mesure du champ magnétique de 4×10^{-14} .

La comparaison de deux horloges atomiques fonctionnant grâce à la précession des spins de deux espèces différentes permet de s'affranchir des fluctuations magnétiques du champ principal. Ils permettent alors de faire des mesures de physique de précision comme la brisure de l'invariance de Lorentz et la symétrie CPT [Brown *et al.*(2010), Allmendinger *et al.*(2014a)]. Comme présenté dans le chapitre 1, il est aussi possible de contraindre des interactions dépendantes du spin, induites par des bosons non prédits par le Modèle Standard, en mesurant le décalage de la fréquence de Larmor induit par une source ou encore en analysant le comportement du taux de relaxation avec le champ magnétique de maintien. L'objet de cette thèse est cette dernière application.

2.3 Techniques d'hyperpolarisation de l'hélium 3

Intéressons-nous aux méthodes d'hyperpolarisation de l'hélium 3. Le pompage optique est une méthode élaborée dans les années 1950 par Alfred Kastler [Kastler(1950)]. Elle consiste à induire des transitions entre l'état fondamental et un état excité d'une espèce atomique via une lumière polarisée circulairement afin de créer in-fine, après désexcitation radiative, une différence de population entre les deux états de spins de l'état fondamental. C'est cette technique qui est par exemple utilisée pour polariser un gaz de mercure 199 ou encore le rubidium [Cohen-Tannoudji *et al.*(1966)].

Malheureusement, l'état excité 2^1P de l'hélium 3 est atteint depuis l'état fondamental par absorption d'une lumière ultraviolette à 58.5 nm, très difficile à obtenir. De plus, la probabilité d'un couplage hyperfin entre la polarisation électronique et nucléaire pour ce niveau est très faible. Il n'est donc pas possible d'hyperpolariser directement l'hélium dans son état fondamental [Pavlović *et al.*(1970)]. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser une espèce atomique intermédiaire polarisable optiquement qui échangera sa polarisation avec l'hélium 3 dans l'état fondamental.

2.3.1 Polarisation nucléaire par échange de spin avec un atome polarisé

La méthode de polarisation de l'hélium 3 par échange de spin (aussi appelée "SEOP" pour Spin-Exchange Optical Pumping) a été réalisée pour la première fois par Bouchiat, Carver et Varnum en 1960 [Bouchiat *et al.*(1960)]. Pour ce faire, un gaz d'hélium a été mélangé avec les isotopes rubidium 85 et rubidium 87 en très faible quantité (1 μ bar pour 3 bars d'hélium). La figure 2.4 illustre les deux étapes du pompage optique par échange de spin. Le rubidium 87 est polarisé électroniquement par absorption d'une lumière de longueur d'onde 795 nm, parallèle à la direction du champ magnétique principal. Seul l'état $s_z = -1/2$ de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ peut absorber cette lumière polarisée circulairement droite σ^+ ce qui peuple l'état $s_z = +1/2$ de $^2P_{1/2}$. Les atomes excités retombent alors au niveau fondamental par l'émission d'une lumière polarisée π (polarisation rectiligne) ou σ^+ . Puisque la probabilité de désexcitation vers l'état

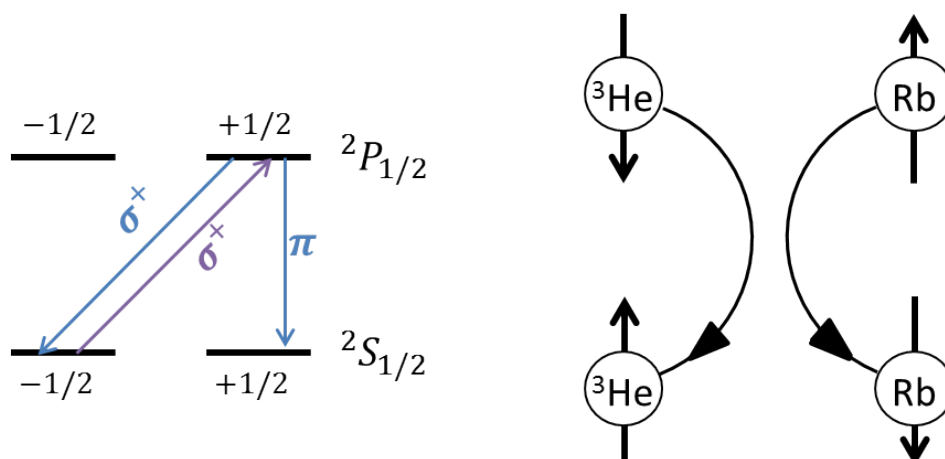


FIGURE 2.4 – Gauche : Pompage optique du rubidium dans son état fondamental via une lumière polarisée circulairement. Droite : collision binaire entre un atome d'hélium 3 et un atome de rubidium avec échange de polarisation.

fondamental avec $s_z = +1/2$ (π) est non nulle, le rubidium accumule une asymétrie entre ses projections du spin : le rubidium se polarise électroniquement. La deuxième étape de cette technique se fait lors des collisions entre le rubidium et l'hélium. Un couplage hyperfin entre le spin électronique du rubidium et le spin nucléaire de l'hélium permet un transfert de la polarisation vers l'hélium qui est dans son état fondamental. La polarisation d'hélium observée par [Bouchiat *et al.*(1960)] était de 0.01 %. Depuis, cette technique a été grandement améliorée notamment via l'utilisation d'enduits (coating en anglais) alcalins sur les cellules contenant le gaz, de laser plus puissants et d'addition de potassium¹ : les polarisations atteintes grâce à ces améliorations sont de 80 % [Babcock(2005)].

Cette technique permet de polariser efficacement de grandes quantités de gaz à des pressions très fortes (plusieurs bars) [Rich *et al.*(2002)]. Le principal avantage de cette méthode est que l'état de polarisation peut être maintenu en continu. Cependant, le rubidium devant être gazeux, il est nécessaire de chauffer la cellule de gaz à une température régulée d'une centaine de degrés Celsius [Walker *et Happer*(1997)], ce qui complique le dispositif de polarisation.

2.3.2 Polarisation nucléaire de l'hélium par échange de métastabilité

Au lieu d'utiliser une autre espèce atomique que l'hélium pour coupler la lumière polarisée avec l'hélium 3 dans son état fondamental, il est possible d'utiliser l'état excité métastable de l'hélium.

2.3.2.1 Concepts fondamentaux

Colegrove, Schearer et Walters ont démontré en 1963 [Colegrove *et al.*(1963)] la validité du pompage optique par échange de métastabilité (aussi appelée "MEOP" pour Metastability Exchange Optical Pumping) en polarisant à plusieurs dizaines de pour-cents un gaz d'hélium

1. La technique, appelé "Hybrid SEOP", utilise les grandes sections efficaces entre le rubidium et le potassium et la grande probabilité d'échange du spin entre le potassium et hélium [Babcock *et al.*(2003)].

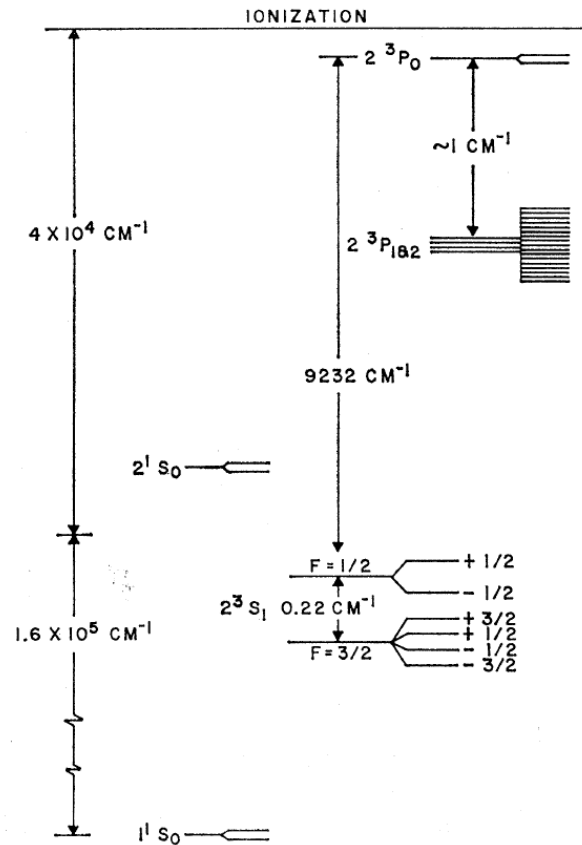


FIGURE 2.5 – Niveau d'énergie de l'atome d'hélium 3 dans un champ magnétique. Figure issue de [Colegrove *et al.*(1963)].

3 à 1.3 mbar. La figure 2.5 montre les niveaux d'énergies de l'hélium 3. L'hélium 3 possède un état métastable 2^3S_1 de très longue vie radiative (environ 2 h [Hodgman *et al.*(2009)]) qui peut être obtenu en excitant l'hélium depuis son état fondamental avec des décharges électriques à une fréquence de plusieurs MHz. Les atomes métastables seront alors répartis entre les états $F = 1/2$ et $F = 3/2$, la différence entre ces deux états étant de 6.7 GHz. Le pompage optique a alors lieu directement sur l'un des deux sous-niveaux $F = 1/2$ ou $F = 3/2$ de l'état métastable vers le niveau 2^3P_0 avec une lumière polarisée circulairement droite à 1083 nm^2 . La figure 2.6 représente certains niveaux énergétiques de l'état métastable ainsi que la transition induite par de la lumière polarisée circulairement droite à 1083.057 nm (transition C_8). La polarisation électronique est alors échangée avec le spin nucléaire par un couplage hyperfin : l'atome est polarisé nucléairement. L'atome peut alors décroître vers l'état 2^3S via l'émission d'un photon à 1083 nm de polarisation σ^+ , σ^- et π . En moyenne, le système a tendance à "accumuler" une polarisation de spin $+1/2$, puisque la probabilité d'émettre un photon π ou σ^+ est non nulle (61 % [Batz(2011)]).

Lors des collisions entre un atome métastable avec un noyau de projection de spin $+1/2$ et un atome de spin nucléaire $-1/2$ dans l'état fondamental, les deux atomes échangent leurs excitations électroniques respectives sans changement de leur orientation nucléaire. Ce processus

2. La raie C_8 de longueur d'onde 1083.057 nm correspond à la transition de $2^3S_1(F = 1/2)$ vers 2^3P_0 et la raie C_9 de 1083.031 nm connecte l'état métastable $2^3S_1(F = 3/2)$ au niveau 2^3P_0 [Batz(2011)].

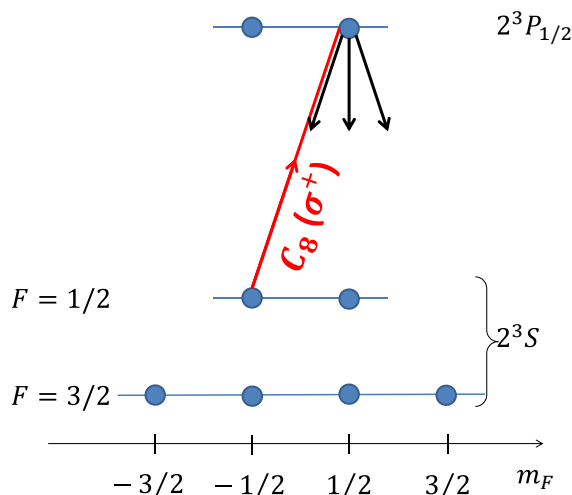
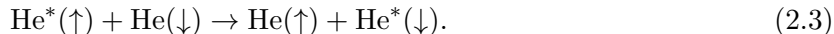


FIGURE 2.6 – Schéma de principe du pompage optique de l'hélium 3 métastable. La flèche rouge représente la transition C_8 polarisée circulairement droite. Les flèches noires représentent les chemins de désexcitation possibles vers 2^3S .

se résume avec l'équation de réaction :



Ainsi, le pompage optique par échange de métastabilité repose sur l'accumulation de la polarisation de la lumière par les atomes d'hélium métastable et le transfert de métastabilité via des collisions entre atomes métastables et dans l'état fondamental. Cette méthode s'applique aux gaz à faible pression (typiquement 1 mbar) car sinon les collisions à trois corps sont plus présentes et diminuent l'efficacité du pompage optique [Abboud(2005)]. C'est pourquoi, pour une utilisation en physique à des pressions de l'ordre du bar, il est nécessaire d'avoir une installation permettant de compresser le gaz polarisé.

2.3.2.2 L'installation Tyrex à l'ILL

L'Institut Laue-Langevin (ILL) possède une installation de polarisation d'hélium 3 avec la technique MEOP [Andersen *et al.*(2005)]. Cette station de pompage, appelée "Tyrex" et représentée sur la figure 2.7, est composée de 5 cellules de pompage optique (OPC) de 2 m de long remplies d'hélium 3 très pur à une pression d'environ 1 mbar. Les décharges électriques sont appliquées sur toutes les cellules. La lumière de pompage est générée par 5 modules laser de 10 W chacun dont la longueur d'onde est ajustable et permet d'émettre sur une gamme de fréquence incluant les raies C_8 et C_9 . Des lames $\lambda/4$ permettent de transformer la polarisation linéaire de sortie en polarisation circulaire. La lumière est réfléchiée en bout de cellule par un miroir dichroïque (dont la transmission dépend de la longueur d'onde) et renvoyée sur les lames. Le miroir est transparent à la lumière visible et laisse passer la lumière de fluorescence de l'hélium à 668 nm, servant à mesurer la polarisation du gaz dans les OPC (voir section 2.4.1.2). Un compresseur, optimisé pour éviter la dépolarisation du gaz, extrait le gaz des OPC et remplit

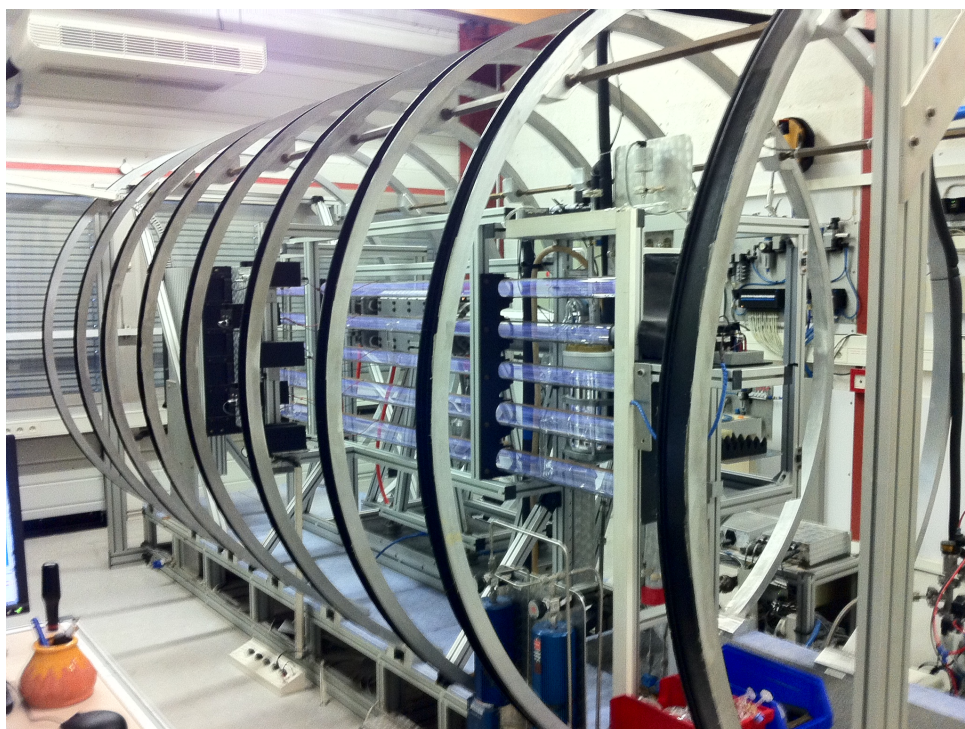


FIGURE 2.7 – Photo de la station de pompage Tyrex à l’Institut Laue-Langevin.

une cellule avec du gaz polarisé à 70 % à la vitesse de 1.5 bar Litre par heure à une pression maximale de 4 bar.

Nous avons utilisé cette installation pour obtenir des cellules d’hélium 3 polarisé à 70 % à différentes pressions (de 0.3 à 4 bars).

2.4 Techniques de mesure de la polarisation

Les méthodes de mesure de la polarisation d’un échantillon d’hélium 3 sont très diverses et peuvent être distinguées en deux groupes. La première catégorie inclut les méthodes de mesure optiques, utilisant la fluorescence des états excités de l’hélium ou l’absorption d’un faisceau laser par le gaz. Ces techniques sont appliquées pour les mesures lors du pompage optique par échange métastable puisqu’elles nécessitent la présence d’atomes métastables et un gaz à faible pression. Le deuxième type de méthodes est basé sur l’utilisation de la résonance et des propriétés magnétiques des échantillons de gaz et est principalement utilisé pour des cellules à plus fortes pressions (de l’ordre du bar). Elles sont donc, par nature, utilisées préférentiellement sur les expériences après la compression du gaz polarisé.

Dans cette section, nous nous intéresserons d’abord aux méthodes permettant de mesurer optiquement la polarisation lors du pompage optique par échange de métastabilité (appelées méthode *in-situ*) puis les méthodes basées sur les propriétés de capture neutroniques et magnétiques du gaz (appelées méthodes *ex-situ*).

2.4.1 Mesures in-situ

Ces méthodes mesurent l'état de polarisation des atomes d'hélium métastables dans les polariseurs MEOP tel que Tyrex.

2.4.1.1 Mesure de la transmission de la lumière polarisante

La polarimétrie par mesure d'absorption repose sur la différence d'absorption d'une lumière à 1083 nm par l'état métastable 2^3S en fonction de la polarisation de celui-ci. Reprenons la figure 2.6 et supposons que nous exposons notre gaz d'hélium à deux lasers de faible intensité, l'un polarisé σ^+ et l'autre σ^- , parallèles au champ magnétique principal avec une longueur d'onde calibrée sur l'une des raies C_8 ou C_9 . Mesurons l'intensité des deux faisceaux en sortie du gaz. Si l'état 2^3S est polarisé à 100 %, le faisceau de composante circulaire droite ne peut être absorbé tandis que celui de la composante gauche peut l'être. En effectuant une calibration des faisceaux avec une polarisation nulle du gaz et en comparant leur intensité, il est possible de déduire la polarisation absolue de l'hélium en supposant que la polarisation de l'état métastable est proportionnelle à celle de l'état fondamental [Nacher et Leduc(1985)]. Une méthode similaire consiste à faire passer, à travers la cellule de pompage, un faisceau polarisé perpendiculaire au champ magnétique principal et de mesurer l'intensité des composantes π et σ en sortie (pour plus de détails, voir [Bigelow et al.(1992)]).

2.4.1.2 Mesure par fluorescence du gaz

Lors de l'excitation de l'hélium par des décharges radiofréquences, de nombreux états excités sont créés au dessus de l'état métastable 2^3S . En présence d'atomes polarisés nucléairement dans l'état métastable, un couplage hyperfin polarise électroniquement ces états excités. Lors de la désexcitation de ces niveaux, la lumière émise est alors polarisée circulairement, cette polarisation étant proportionnelle à la polarisation nucléaire du gaz. La méthode consiste donc à mesurer et analyser le taux de polarisation circulaire d'une transition de désexcitation afin d'en déduire le taux de polarisation nucléaire du gaz dans l'état fondamental, après calibration. Deux raies lumineuses sont utilisées : la transition 3^1D vers 2^1P de longueur d'onde 668 nm et la raie à 588 nm correspondant à la transition 3^3D vers 2^3P . Sur la station de pompage Tyrex, c'est la première transition qui est utilisée [Andersen et al.(2005)].

2.4.2 Mesures ex-situ

2.4.2.1 Mesure de transmission d'un faisceau de neutrons

La façon la plus précise de mesurer la polarisation d'un gaz d'hélium 3 polarisé de façon absolue consiste à mesurer la transmission d'un faisceau intense de neutrons non polarisés. En effet, la section efficace d'absorption des neutrons par le noyau d'hélium dépend grandement de la projection du spin de celui-ci. En posant la transmission totale du faisceau de neutrons $T_{\text{tot}}(P_{\text{He}})$, la polarisation du gaz d'hélium est calculée grâce à la relation [Andersen et al.(2006)] :

$$nl\sigma_A P_{\text{He}} = \text{argch} \left(\frac{T_{\text{tot}}(P_{\text{He}})}{T_{\text{tot}}(P_{\text{He}} = 0)} \right), \quad (2.4)$$

avec n la densité de gaz, l la longueur de gaz parcourue par les neutrons et $T_{\text{tot}}(P_{\text{He}} = 0)$ la transmission de neutrons lorsque le gaz est complètement dépolarisé. La précision sur la mesure

de transmission étant inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de neutrons transmis, cette méthode est très précise ($\Delta P \ll 10^{-4}$) sur des installations dont le flux de neutrons est très intense comme par exemple sur le réacteur de l'Institut Laue-Langevin. Elle ne peut donc être employée couramment car elle est très peu compacte. Aussi, puisqu'il est nécessaire de dépolariiser le gaz afin de mesurer $T_{\text{tot}}(P_{\text{He}} = 0)$, on parle d'une méthode de mesure de la polarisation *destructive*.

2.4.2.2 Méthodes basées sur la résonance magnétique nucléaire

Les techniques basées sur la résonance magnétique nucléaire (RMN) sont des méthodes compactes et largement utilisées pour mesurer la polarisation d'un gaz. Elles consistent à perturber magnétiquement les atomes polarisés de l'échantillon et à estimer la polarisation grâce à l'amplitude ou la fréquence de la réponse. Elles sont particulièrement bien adaptées pour mesurer le taux de décroissance de la polarisation du gaz.

Mesure d'amplitude du signal RMN. Le gaz d'hélium 3 polarisé à forte pression se comporte comme un matériau aimanté. Son aimantation M_0 est donnée par :

$$M_0 = n\mu_{\text{He}}P, \quad (2.5)$$

où n est la densité d'atomes d'hélium et μ_{He} leur moment magnétique ($\mu_{\text{He}} = \frac{h\gamma}{2} = 1.074 \times 10^{26}$ J/T). Le gaz génère alors à l'extérieur de la cellule un champ magnétique proportionnel à sa polarisation P et sa pression p .

Avec une excitation magnétique générée par une bobine placée orthogonalement au champ magnétique principal, l'alignement des moments magnétiques de l'échantillon avec B_0 peut être légèrement perturbé. En utilisant une bobine réceptrice (qui peut être la bobine excitatrice), on mesure à l'extérieur de la cellule le signal induit par la précession des spins, oscillant à la fréquence de Larmor locale. L'amplitude de ce signal est proportionnelle à l'aimantation de l'échantillon M_0 . Ainsi, en appliquant pour chaque mesure une perturbation identique, il est possible d'estimer la polarisation après calibration avec une précision de quelques pour-cents.

Mesure du décalage en fréquence induit par le gaz polarisé. Cette seconde méthode repose sur une analyse de la fréquence du signal de précession reçu par la bobine réceptrice. En effet, le champ magnétique généré par le gaz à l'intérieur de la cellule (nous l'appellerons "champ autogénéré") possède une répartition spatiale qui dépend de la géométrie de la cellule. L'Annexe B présente le calcul de ce champ magnétique pour une cellule cylindrique et la figure 2.8 montre sa forme pour une pression atmosphérique polarisée à 70 % d'hélium 3.

Ainsi, en positionnant la bobine excitatrice et réceptrice judicieusement³, il est possible d'exciter localement les moments magnétiques dans une zone où le champ autogénéré est très intense. La fréquence de précession vaut alors $\omega_+ = \omega_0 + \delta\omega$, où ω_0 correspond à la fréquence de précession de Larmor du gaz à polarisation nulle. Pour se fixer les idées, la fréquence de précession des spins proche de la paroi latérale pour une cellule cylindrique à 1 bar et 70 % de polarisation est déplacée de $\delta\omega = 1$ Hz. Le signal RMN reçu par la bobine est alors un signal oscillant à la fréquence ω_+ . En inversant momentanément la polarisation du gaz et en effectuant la même mesure, on obtient une fréquence d'oscillation du signal égale à $\omega_- = \omega_0 - \delta\omega$. Il est alors possible d'extraire le décalage en fréquence induit par le champ autogénéré.

3. Dans le cas d'une cellule cylindrique, il faut placer cette bobine contre les parois latérale de la cellule.

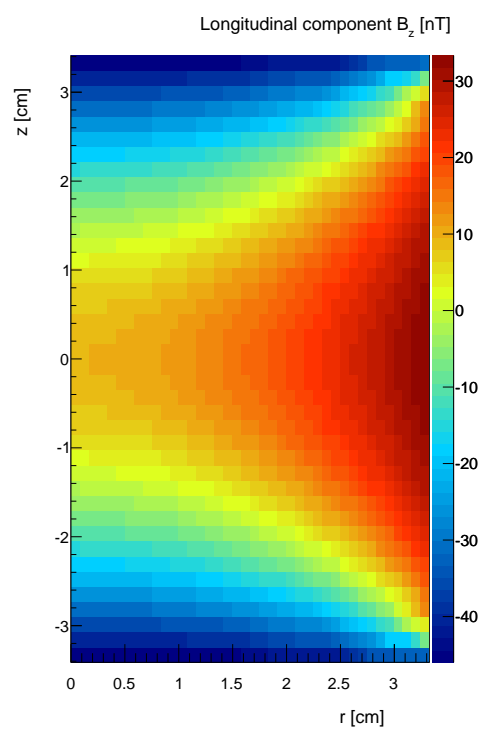


FIGURE 2.8 – Champ magnétique généré par la polarisation du gaz à 1 bar et 70 % de polarisation contenu dans une cellule cylindrique de 3.5 cm de rayon et de 7 cm de long. Le champ magnétique de maintien B_0 et les spins sont alignés avec l'axe z .

	Type	Inversion de spin nécessaire	Pression optimale	Mesure	Forme de cellule
Transmission lumière	In-situ	Non	mbar	absolue	OPC
Fluorescence	In-situ	Non	mbar	relative	OPC
Transmission neutrons	Ex-situ	Non	bar	absolue	quelconque
Amplitude RMN	Ex-situ	Non	bar	relative	quelconque
Décalage fréquence	Ex-situ	Oui	bar	relative	pas sphérique
Magnétométrie	Ex-situ	Oui	bar	relative	quelconque

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des techniques actuelles de mesure de polarisation.

Cette méthode permet de déterminer précisément ($\Delta P \leq 1\%$) l'évolution de la polarisation en mesurant celle du décalage en fréquence du signal RMN. Elle présente cependant quelques complications techniques : des effets de couplage entre la bobine et l'échantillon peuvent apparaître pour des pressions et polarisation très importantes, créant artificiellement des décalages en fréquence du signal RMN mesuré. Une rétroaction sur le système de réception du signal doit alors être mise en place afin de limiter ces effets [Baudin(2010)]. De plus, cette technique ne fonctionne a priori pas pour des cellules sphériques puisque, pour cette forme de cellule, le champ autogénéré par le gaz est nul (voir Annexe B) au premier ordre⁴. Il faut donc une méthode de mesure compacte de la polarisation fonctionnant indépendamment de la forme de la cellule.

2.4.2.3 Polarimétrie par mesure du champ magnétique statique du gaz polarisé

Une méthode pratique consiste à mesurer directement le champ magnétique autogénéré à l'extérieur de la cellule. Cohen-Tanoudji, DuPont-Roc, Haroche et Laloë l'ont présentée en 1969 [Cohen-Tannoudji *et al.*(1969)] avec l'utilisation d'un magnétomètre atomique au rubidium pour mesurer la polarisation (environ 5 %) d'un échantillon d'hélium à 4 mbar. Reprise en 1997 par Wilms *et al.* [Wilms *et al.*(1997)] avec une cellule sphérique à une pression de 5 bar à 40 % de polarisation, le champ magnétique était tellement intense (plusieurs dizaines de nT) que la mesure du champ magnétique a été faite avec un magnétomètre commercial. Des inversions de la polarisation du gaz ont aussi permis de s'affranchir des offsets des magnétomètres et des contributions magnétiques extérieures. Il est alors possible d'atteindre une précision relative de l'ordre de 10^{-3} .

2.4.3 Mesurer une polarisation : des méthodes pour tous les goûts...

Afin de mesurer la polarisation nucléaire de l'hélium 3, de nombreuses techniques étaient mises en place. La table 2.1 résume les caractéristiques principales des méthodes que nous avons présentées. Parmi toutes les méthodes, la polarimétrie par mesure du champ magnétique de la cellule présente de nombreux avantages, notamment la simplicité de mise en place. De plus, adaptée pour des grandes pressions et polarisation, elle permet des mesures de polarisation très précises pour des cellules sphériques avec un dispositif simple et compact. C'est pourquoi nous utiliserons cette méthode de polarimétrie pour notre expérience. Dans le chapitre 4, nous reviendrons plus en détails sur sa mise en place.

4. Au premier ordre car des mesures faites sur un mélange hélium-xénon laissent penser que dans le cas d'une cellule qui n'est pas parfaitement sphérique, il est possible d'avoir un champ autogénéré non nul [Romalis *et al.*(2014)].

2.5 Processus de dépolarisation de l'hélium 3

Un fois que le processus de polarisation du gaz est interrompu, les atomes d'hélium 3 retournent vers l'état d'équilibre thermique, puisque l'hyperpolarisation du gaz est un état énergétiquement instable. La polarisation évolue donc comme :

$$P(t) = P(0) \times \exp(-\Gamma_1 t), \quad (2.6)$$

avec $P(0)$ la polarisation à la fin du processus de polarisation, dans le cas où Γ_1 est constant. Le taux de dépolarisation Γ_1 (aussi appelé taux de relaxation longitudinal) d'un gaz polarisé, qui caractérise la vitesse de décroissance de la polarisation, est la somme de plusieurs composantes issues de phénomènes différents :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} = \Gamma_w + \Gamma_{dd} + \Gamma_m \quad (2.7)$$

où Γ_w correspond à la dépolarisation par collision des atomes d'hélium avec les parois, Γ_{dd} à celle due à la collision entre atomes d'hélium 3 et Γ_m à la relaxation induite par le mouvement des atomes polarisés dans un champ magnétique inhomogène. Selon la cellule qui contient le gaz polarisé ainsi que la pression, certains termes vont contribuer plus que d'autres. Nous allons donc montrer les origines de ces trois types de dépolarisation afin de pouvoir, expérimentalement, réduire leur influence dans le taux de dépolarisation total.

2.5.1 Collisions avec les parois

Une part importante de la dépolarisation des spins résulte de l'interaction de ces derniers avec les parois de la cellule, très souvent en aluminosilicate (verre). Cette interaction ne peut avoir lieu que lorsque les atomes d'hélium collisionnent avec la surface. A l'heure actuelle, il est possible de fabriquer des cellules en verre avec des temps de relaxation des parois de $T_{1w} = 1/\Gamma_w \approx 100$ h. Afin d'augmenter encore ces durées jusqu'à 1000 h et plus, il est possible d'enduire les parois intérieures de métaux alcalins. Des modèles [Schmiedeskamp *et al.*(2006), Bicout *et al.*(2013)] tentent d'expliquer les mécanismes sous-jacents. À cause de la faible polarisabilité de l'atome, l'hélium 3 n'est pas adsorbé par les surfaces. Comme nous utiliserons des champs magnétiques peu intenses (inférieurs à $100 \mu\text{T}$), les impuretés magnétiques contenues dans les parois ne seront pas magnétisées : nous pouvons alors considérer que ce canal de dépolarisation ne dépend pas du champ de maintien, ni de la pression du gaz.

Une quantité caractéristique du taux de dépolarisation est le rapport de la surface S sur le volume V de la cellule. Si V/S est petit, cela signifie qu'il y a un très grand nombre de collisions des spins avec les parois et donc une dépolarisation rapide. Pour se donner des ordres de grandeurs sur les temps caractéristiques, nous avons à notre disposition des cellules enduites de rubidium ou de césium de 3 à 6 cm de rayon dont le temps de dépolarisation est de plusieurs centaines d'heures. Les particules feront donc en moyenne plusieurs dizaines de milliards de collisions avec les parois avant de se dépolariser.

2.5.2 Collisions entre particules polarisées

Dans un gaz d'atomes à une pression de l'ordre du bar, de nombreuses collisions ont lieu entre les atomes. Lors de ces collisions que l'on peut supposer binaires pour simplifier, un atome d'hélium 3 va ressentir le champ magnétique généré par le dipôle magnétique d'un autre noyau

d'hélium. L'interaction magnétique entre ces deux dipôles va causer une réorientation de l'aimantation des noyaux d'hélium de façon aléatoire. Ainsi, globalement, pour un gaz uniformément réparti dans un contenant, si sa polarisation initiale est alignée avec un champ magnétique B_0 , ces collisions vont causer une décroissance homogène de la polarisation.

Le taux de dépolarisation induit par ces interactions entre dipôles vaut [Newbury *et al.*(1993)] :

$$\Gamma_{dd} = \frac{p}{798 \text{ bar}} \text{ h}^{-1} \quad (2.8)$$

à température ambiante fixée. Il est donc uniquement dépendant de la pression du gaz dans la cellule.

2.5.3 Mouvement dans un champ magnétique inhomogène

Le déplacement de particules polarisées dans un champ magnétique de maintien inhomogène perturbe leur spin. En effet, ce mouvement se manifeste comme un champ magnétique bruité dont les composantes transverses qui oscillent à la fréquence de Larmor induisent une inversion des moments magnétiques. Pour des fortes pressions (de l'ordre du bar) et des gradients de champ magnétique relatifs faibles par rapport au champ principal B_0 (10^{-3} - 10^{-4} cm^{-1}), le taux de relaxation magnétique longitudinal peut s'écrire comme :

$$\Gamma_{1,m} = D \frac{\overline{(\vec{\nabla} b_x)^2} + \overline{(\vec{\nabla} b_y)^2}}{B_0^2}, \quad (2.9)$$

avec D le coefficient de diffusion du gaz et $\overline{(\vec{\nabla} b_x)^2} + \overline{(\vec{\nabla} b_y)^2}$ la moyenne volumique des gradients des composantes transverses carrées. Nous démontrerons dans le chapitre 3 l'équation 2.9 ainsi que les hypothèses nécessaires pour pouvoir l'appliquer.

2.6 Conclusion

L'hélium 3 est un atome qu'il est possible d'hyperpolariser, notamment via l'échange de métastabilité. La station de polarisation Tyrex installée à l'ILL permet d'obtenir des cellules remplies de gaz polarisé à plus de 70 % avec des pressions comprises entre 0.3 et 4 bars. Placées dans un environnement magnétique extrêmement homogène, ces cellules ont des temps de dépolarisation supérieurs à 100 h, soit plus de 4 jours. Comme nous le verrons par la suite, ces longues durées rendent l'hélium 3 particulièrement sensible à d'autres phénomènes de dépolarisation comme des champs pseudomagnétiques induits par des interactions de courte portée.

Relaxation magnétique de l'hélium : concepts fondamentaux

*The least important things, sometimes, my dear boy,
lead to the greatest discoveries.*

Le premier Docteur, An Unearthly Child, Doctor Who

Sommaire

3.1	Présentation et historique de la problématique	44
3.2	Les régimes de relaxation	45
3.2.1	Dynamique des particules dans la cellule	45
3.2.2	Dynamique des spins	45
3.2.3	Classification	46
3.3	La théorie générale de Redfield	47
3.3.1	Étapes importantes de la dérivation et hypothèse fondamentale	47
3.3.2	Discussion autour des hypothèses faites	50
3.4	Dépolarisation en régime diffusif	51
3.5	Dépolarisation en régime diffusif adiabatique	51
3.5.1	Dérivation des expressions	52
3.5.2	Domaine de validité des résultats	52
3.6	Application à la situation expérimentale	53
3.7	Dépolarisation due à une hypothétique nouvelle interaction	54
3.7.1	Dérivation d'une expression générale du taux de dépolarisation longitudinale induit dans le cas unidimensionnel	54
3.7.2	Application pour des formes de cellule génériques	56
3.7.3	Dépolarisation induite par les parois sur les atomes d'hélium	57
3.7.4	Dépolarisation induite par le gaz polarisé	58
3.7.5	Conclusion sur la recherche de nouvelle interaction de courte portée	58
3.8	Conclusion	59

3.1 Présentation et historique de la problématique

Considérons un gaz de particules ou d'atomes polarisés contenu dans un volume et immergé dans un champ magnétique inhomogène. Le champ magnétique total \vec{B} dans lequel les particules sont immergées est composé d'un champ magnétique principal homogène \vec{B}_0 aligné avec un axe \vec{e}_z et d'un champ magnétique inhomogène $\vec{b} = b_x\vec{e}_x + b_y\vec{e}_y + b_z\vec{e}_z$, la moyenne volumique de cette inhomogénéité étant par définition nulle. Alors le mouvement des particules dans ce champ magnétique va induire une dépolarisation du gaz. Plus précisément, ce sont les composantes transverses b_x et b_y de l'inhomogénéité magnétique qui vont induire cette dépolarisation.

Parmi toutes les contributions de dépolarisation du gaz, c'est cette contribution qui est discutée depuis le plus longtemps dans la littérature. En effet, ce terme, qui dépend du champ magnétique appliqué, se prête plus facilement aux études théoriques et aux vérifications expérimentales, et ce, depuis les travaux pionniers dans le domaine de la résonance magnétique [Bloembergen *et al.*(1948)] et lors des développements en matière de polarisation de l'hélium 3 [Bouchiat *et al.*(1960), Gamblin et Carver(1965), Scheerer et Walters(1965)].

Depuis plusieurs dizaines d'années, deux façons de traiter ce problème ont été développées. La première méthode suppose des spins évoluant dans un régime diffusif, où les collisions entre atomes sont plus fréquentes que des collisions avec les parois. La méthode, basée sur la résolution de l'équation de Bloch (décrivant l'évolution d'un spin dans un champ magnétique) avec un terme supplémentaire qui tient compte de la diffusion des moments magnétiques dans le contenant, fut développée par Torrey [Torrey(1956)] : l'équation, appelée *équation de Bloch-Torrey*,

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{B} + D \Delta \vec{M} \quad (3.1)$$

est l'une des premières tentatives pour décrire les phénomènes associés à des processus de diffusions des spins. Une évolution de l'équation de Bloch-Torrey grâce à un traitement quantique du problème avec la matrice densité du système est proposée par Cates [Cates *et al.*(1988)] : pour des petites perturbations de l'aimantation et des gradients de champ magnétique uniformes, il est possible d'écrire de façon simple les taux de dépolarisation longitudinale et transverse ainsi que le décalage en fréquence induit par les mouvements des atomes polarisés. Cette méthode de résolution du problème est cependant limitée aux cas des gaz en régime purement diffusif. Les cas des gaz polarisés à très faible pression (comme le gaz de ^{199}Hg à une pression inférieure à 10^{-6} mbar servant de comagnétomètre dans l'expérience nEDM [Roccia(2009)]) ne peuvent être traités de cette façon.

La deuxième méthode appelée généralement *théorie de Redfield*, qui est une approche perturbative du problème, permet de résoudre de façon plus générale ces cas, en utilisant les fonctions de corrélations des fluctuations du champ magnétique vu par les spins. La méthode générale de la théorie de Redfield [Redfield(1965)] est basée sur la résolution perturbative d'une équation d'évolution des spins en interaction avec un champ magnétique inhomogène. Les résolutions ont conduit à l'expression des taux de relaxation sous la forme du spectre des fonctions de corrélation des fluctuations de champ magnétique transverse $\langle b(0)b(\tau) \rangle$ subies par les spins :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} = \gamma^2 \int_0^\infty \cos(\omega_0\tau) \langle b(0)b(\tau) \rangle d\tau, \quad (3.2)$$

avec γ le rapport gyromagnétique de la particule polarisée. La théorie de Redfield étant très générale [Goldman(2001)], tant que les équations maîtresses utilisées décrivent le même phénomène physique, les expressions des constantes de relaxation seront les mêmes. C'est ce qui a

été montré récemment en appliquant la théorie de Redfield sur l'équation de Bloch [Pignol et Rocca(2012)] et sur l'équation de Schrödinger [Golub et Steyerl(2014)]. Il a aussi été montré que la résolution de l'équation de Bloch-Torrey et l'utilisation de la théorie de Redfield en régime diffusif sont totalement équivalentes [Golub et Swank(2010)].

Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter les différents régimes d'évolution des particules dans un contenant (auss appelé cellule) et nous verrons que certaines configurations sont plus facilement solubles que d'autres. Nous présenterons aussi la méthode de Redfield ainsi que les hypothèses nécessaires pour sa dérivation et nous l'appliquerons à la dérivation du taux de relaxation longitudinale en régime adiabatique diffusif. Enfin, nous terminerons par le calcul du taux de dépolarisation longitudinale induit par une interaction dépendante du spin de courte portée.

3.2 Les régimes de relaxation

Pour calculer le taux de relaxation (3.2), il faut connaître la fonction de corrélation de l'inhomogénéité magnétique transverse qui dépend de l'évolution des particules dans l'inhomogénéité. Il est possible de caractériser cette dépendance en considérant les échelles de temps associées à la dynamique des particules dans la cellule et à la dynamique des spins dans le champ magnétique. Nous commencerons par définir ces échelles de temps et nous montrerons comment elles permettent de classer les régimes d'évolution des particules.

3.2.1 Dynamique des particules dans la cellule

En général, deux échelles de longueur décrivent le mouvement des particules d'un gaz dans une cellule. Le libre parcours moyen l_p entre deux collisions avec les parois est donné par l'équation de Clausius :

$$l_p = \frac{4V}{S}, \quad (3.3)$$

où V est le volume de la cellule et S sa surface. C'est une grandeur purement géométrique qui correspond grossièrement à la taille de la cellule. L'autre grandeur caractéristique est le libre parcours moyen entre deux collisions de deux particules noté l_{coll} , qui dépend lui de la pression du gaz.

On définit le nombre de Knudsen $K_n = \frac{l_{\text{coll}}}{l_p}$. À haute pression, $K_n \ll 1$: c'est le *régime diffusif* où la propagation des particules est décrite par l'équation de diffusion. À basse pression, $K_n \gg 1$: c'est le *régime balistique* où les particules se déplacent en lignes droites à travers la cellule. La condition $K_n \ll 1$ correspond à des pressions très supérieures à 10^{-3} mbar pour des cellules centimétriques.

3.2.2 Dynamique des spins

On définit τ_D le temps nécessaire à une particule pour diffuser à travers la cellule. En régime diffusif ($K_n \ll 1$), on a $\tau_D = \frac{l_p^2}{D}$ où D est le coefficient de diffusion du gaz dans le système qui est inversement proportionnel à la pression du gaz. Il peut être mesuré expérimentalement [Barbé et al.(1974), Hayden et al.(2004)] : on trouve, pour de l'hélium 3 dans des conditions standard de pression et de température, $D \approx 1.84 \text{ cm}^2/\text{s}$. En régime balistique ($K_n \gg 1$), τ_D ne dépend pas de la pression du gaz : $\tau_D = \frac{l_p}{\langle v \rangle}$ où $\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne des particules. Une autre

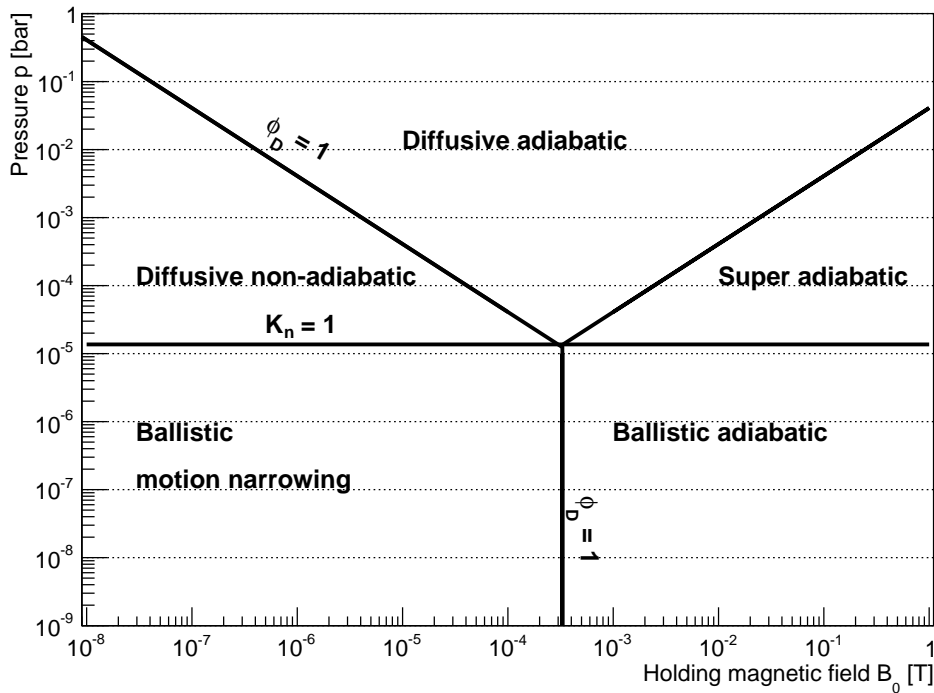


FIGURE 3.1 – Classification des régimes en fonction du champ de maintien et de la pression pour une cellule sphérique de 5 cm de rayon remplie avec de l'hélium 3 à 293.5 K.

échelle de temps est associée au champ magnétique : c'est la période de précession de Larmor $\frac{1}{\gamma B_0}$, avec γ le rapport gyromagnétique des atomes polarisés.

Le ratio $\phi_D = \gamma B_0 \tau_D$ de ces deux échelles de temps correspond à la phase moyenne de précession accumulée par une particule durant sa diffusion dans la cellule. Si $\phi_D \gg 1$, les spins effectuent un grand nombre de précessions durant leur mouvement dans la cellule. Ils suivent alors localement le champ magnétique : on parle de "régime adiabatique". Dans le cas contraire, $\phi_D \ll 1$, les spins suivent la moyenne des perturbations durant τ_D : c'est le "régime non adiabatique" (auss appelé "motion narrowing").

3.2.3 Classification

La combinaison de la dynamique des spins avec celle des particules dans la cellule permet de classifier les différents régimes de relaxation d'un système en fonction de la pression p et du champ magnétique principal B_0 . La figure 3.1 représente les différents régimes pour une cellule d'hélium 3 polarisé de rayon 5 cm à température ambiante. Les lignes séparatrices correspondent à $\phi_D = 1$ (pour les lignes verticale et oblique) et $K_n = 1$ (pour la ligne horizontale). Le régime "super-adiabatique" correspond au régime diffusif pour lequel les spins précessent un grand nombre de fois durant le temps moyen entre deux collisions entre particules. Ce régime particulier a lieu pour les très grandes valeurs de champ magnétique.

Les expériences que nous allons décrire dans les chapitres 4 et 5 utilisent un gaz d'hélium 3 à des pressions typiques de l'ordre du bar et à température ambiante avec des champs magnétiques principaux de quelques μT à une centaine de μT . Nous serons donc principalement en régime adiabatique diffusif.

3.3 La théorie générale de Redfield

La dérivation des résultats de la théorie de Redfield est riche d'enseignements, notamment sur son domaine de validité. Nous allons donc reprendre ici les grandes étapes de la méthode avec l'équation de Bloch, comme l'ont fait Pignol et Roccia [Pignol et Roccia(2012)] et nous mettrons en exergue les hypothèses nécessaires dont nous expliquerons le contenu physique.

3.3.1 Étapes importantes de la dérivation et hypothèse fondamentale

Considérons le cas d'un ensemble de particules de rapport gyromagnétique γ évoluant dans un champ magnétique inhomogène à l'intérieur d'une cellule. Nous notons \vec{B} le champ magnétique dans lequel les particules sont immergées. Ce champ est composé d'une partie principale homogène \vec{B}_0 aligné avec un axe \vec{e}_z et d'une composante inhomogène $\vec{b} = b_x\vec{e}_x + b_y\vec{e}_y + b_z\vec{e}_z$, la moyenne volumique de cette inhomogénéité étant nulle.

Afin de simplifier le problème et puisque l'objet d'étude de cette thèse est l'hélium 3 polarisé, nous nous restreindrons à écrire les constantes de relaxation pour des particules de spin 1/2. En prenant un grand nombre de particules se déplaçant dans le contenant, on définit $\langle X \rangle$ comme étant la *moyenne d'ensemble* de la variable X , c'est-à-dire la moyenne sur l'ensemble des particules de la réalisation de X . Dans le cas d'un gaz d'atomes à température ambiante dans une cellule, la valeur d'ensemble est égale à la valeur moyenne sur le volume puisque la probabilité de présence est uniforme dans toute la cellule.

Pour chaque moment magnétique \vec{M} , on part de l'équation de Bloch :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\vec{M} \times \vec{B}. \quad (3.4)$$

Le mouvement de l'atome dans l'inhomogénéité fait que le champ magnétique \vec{B} n'est pas constant mais est une variable aléatoire. On se place dans le référentiel tournant autour du vecteur \vec{e}_z à la fréquence de Larmor $\omega_0 = \gamma B_0$ via la transformation par la matrice de rotation $\mathcal{R}(t)$. Cette fréquence est une fréquence moyenne de précession de l'ensemble des particules polarisées. On définit alors le moment magnétique dans le référentiel tournant $\vec{m}(t) = \mathcal{R}^{-1}(t)\vec{M}(t)$ et l'équation d'évolution de chaque spin est :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \gamma\vec{m} \times \vec{b}. \quad (3.5)$$

Cette transformation permet de ne faire apparaître que le couplage à l'inhomogénéité que l'on trait alors comme une perturbation. Il faut, pour cela, faire une intégration de l'équation d'évolution (3.5) qui est réinjectée dans cette même équation (3.5). On obtient alors une équation du type :

$$\frac{d\vec{m}}{dt}(t) = \gamma\vec{m}(0) \times \vec{b}(t) + \gamma^2 \int_0^t dt' (\vec{m}(t') \times \vec{b}(t')) \times \vec{b}(t), \quad (3.6)$$

décrivant l'évolution de chacun des spins du système.

Nous cherchons à connaître l'évolution de la moyenne d'ensemble des spins $\langle \vec{m}(t) \rangle$. Prenons la moyenne d'ensemble de l'équation (3.6) :

$$\frac{d\langle \vec{m} \rangle}{dt}(t) = \gamma\langle \vec{m}(0) \times \vec{b}(t) \rangle + \gamma^2 \int_0^t dt' \langle (\vec{m}(t') \times \vec{b}(t')) \times \vec{b}(t) \rangle. \quad (3.7)$$

La moyenne d'ensemble d'une quantité $a(\vec{r}, t)$ s'écrit comme :

$$\langle a(t) \rangle = \frac{1}{V} \int_V d^3\vec{r} a(\vec{r}, t) \pi(\vec{r}, t) \quad (3.8)$$

où V est le volume de la cellule et $\pi(\vec{r}, t)$ la probabilité pour une particule d'être en \vec{r} au temps t . On peut étendre facilement la définition dans le cas de fonctions à plus de deux variables. La quantité $\langle a(t)b(t') \rangle$ est appelée *fonction de corrélation* entre $a(\vec{r}, t)$ et $b(\vec{r}', t')$ et son écriture découle de la moyenne d'ensemble de $a(t)b(t')$:

$$\langle a(t)b(t') \rangle = \frac{1}{V} \int_V \int_V d^3\vec{r} d^3\vec{r}' a(\vec{r}, t) b(\vec{r}', t') \pi(\vec{r}, t | \vec{r}', t'), \quad (3.9)$$

où $\pi(\vec{r}, t | \vec{r}', t')$ est la probabilité pour la particule d'être en \vec{r} au temps t sachant qu'elle était en \vec{r}' au temps t' . Cette fonction p , appelée généralement *propagateur* de la particule, respecte la condition initiale :

$$\pi(\vec{r}, t | \vec{r}', t) = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (3.10)$$

et la condition aux bords :

$$\vec{\nabla} \pi(\vec{r}, t | \vec{r}', t) \cdot \vec{n}|_S = 0, \quad (3.11)$$

avec S la surface de la cellule. On définit aussi la moyenne volumique \overline{ab}

$$\langle a(0)b(0) \rangle = \frac{1}{V} \int_V d\vec{r} a(\vec{r}, 0) b(\vec{r}, 0) = \overline{ab}. \quad (3.12)$$

Le second terme dans le membre de droite de l'équation (3.7) montre que l'évolution de l'aimantation est couplée aux variations du champ perturbant. Pour pouvoir découpler ces deux quantités, il faut faire l'*hypothèse de Redfield* qui suppose que les temps de corrélations τ_c des fonctions de corrélation du champ magnétique sont très courts devant les temps de relaxation que l'on cherche à calculer. Cette hypothèse possède plusieurs conséquences essentielles pour la suite du calcul [Aragam(1961), Redfield(1965), Goldman(2001)] :

- Sur les temps typiques de relaxation, les fluctuations de champs magnétiques ne sont plus corrélées et permettent de découpler moment magnétique et champ magnétique. Ce découplage permet d'écrire $\langle \vec{m}(0) \times \vec{b}(t) \rangle = \langle \vec{m}(0) \rangle \times \langle \vec{b}(t) \rangle$. Alors, dans l'hypothèse d'une perturbation magnétique de moyenne d'ensemble nulle, $\langle \vec{m}(0) \times \vec{b}(t) \rangle = 0$. Cette hypothèse permet d'écrire aussi : $\langle \vec{m}(t') \times \vec{b}(t') \times \vec{b}(t) \rangle = \langle \vec{b}(t') \times \vec{b}(t) \rangle \times \langle \vec{m}(t') \rangle$ en utilisant les propriétés du triple produit vectoriel.
- On peut remplacer $\vec{m}(t')$ par $\vec{m}(t)$ dans l'équation (3.7). En effet, durant le temps τ_c pour lequel la contribution de la fonction de corrélation du champ magnétique est non négligeable, l'aimantation n'évolue pas beaucoup et vaut donc $\vec{m}(t)$.
- Les bornes de l'intégrale peuvent être étendues à l'infini, puisque les contributions pour des temps grands devant τ_c sont négligeables.

On peut alors écrire :

$$\frac{d\langle \vec{m} \rangle}{dt}(t) = \gamma^2 \int_0^\infty dt' \langle \vec{b}(t') \times \vec{b}(t) \rangle \times \langle \vec{m}(t) \rangle. \quad (3.13)$$

En utilisant un changement de variable et en supposant la stationnarité temporelle au sens statistique¹, on obtient :

$$\frac{d\langle \vec{m} \rangle}{dt}(t) = -\gamma^2 \int_0^\infty d\tau \langle \vec{b}(0) \times \vec{b}(\tau) \rangle \times \langle \vec{m}(t) \rangle. \quad (3.14)$$

1. On suppose que les processus étudiés sont invariants dans le temps, ce qui donne la propriété : $\langle b(t)b(t+\tau) \rangle = \langle b(0)b(\tau) \rangle$.

De retour dans le référentiel du laboratoire en appliquant la matrice $\mathcal{R}(t)$, on obtient une équation du type :

$$\frac{d\langle \vec{M} \rangle}{dt} = -\Gamma \langle \vec{M} \rangle, \quad (3.15)$$

où Γ est appelée *matrice de relaxation*. Cette matrice peut être décomposée en deux sous-matrices : la première contient les perturbations magnétiques à la fréquence de Larmor des spins qui vont induire des changements de fréquence de précession ou des phénomènes de dépolarisation et la deuxième uniquement des contributions non résonantes à deux fois la fréquence de Larmor. Cette dernière est donc négligée car elle ne contribue pas au premier ordre dans les phénomènes de relaxation.

On écrit alors :

$$\Gamma \approx \begin{pmatrix} \Gamma_2 & -\delta\omega & 0 \\ \delta\omega & \Gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

avec

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} = \gamma^2 (C_{xx}(\omega_0) + C_{yy}(\omega_0) + S_{yx}(\omega_0) - S_{xy}(\omega_0)), \quad (3.17)$$

$$\Gamma_2 = \frac{1}{T_2} = \frac{1}{2}\Gamma_1 + \gamma^2 C_{zz}(0), \quad (3.18)$$

$$\delta\omega = \frac{\gamma^2}{2} (C_{xy}(\omega_0) - C_{yx}(\omega_0) + S_{xx}(\omega_0) + S_{yy}(\omega_0)), \quad (3.19)$$

où $C_{ij}(\omega)$ et $S_{ij}(\omega)$ sont les parties réelle et imaginaire de la transformée de Fourier de la fonction de corrélation des perturbations magnétiques, elles sont définies par :

$$C_{ij}(\omega) = \int_0^\infty \langle b_i(0)b_j(\tau) \rangle \cos(\omega\tau) d\tau, \quad (3.20)$$

$$S_{ij}(\omega) = \int_0^\infty \langle b_i(0)b_j(\tau) \rangle \sin(\omega\tau) d\tau. \quad (3.21)$$

Remarquons que, comme la perturbation magnétique b ne dépend que de la position², la fonction de corrélation est une fonction paire du temps :

$$\langle b_i(0)b_j(\tau) \rangle = \langle b_i(0)b_j(-\tau) \rangle. \quad (3.22)$$

On obtient alors que les termes croisés dans $\langle b_x(0)b_y(\tau) \rangle$ et $\langle b_y(0)b_x(\tau) \rangle$ sont égaux :

$$\langle b_i(0)b_j(\tau) \rangle = \langle b_j(0)b_i(-\tau) \rangle = \langle b_j(0)b_i(\tau) \rangle. \quad (3.23)$$

Les équations (3.17) et (3.19) se simplifient alors en :

$$\Gamma_1 = \gamma^2 \left(\int_0^\infty \langle b_x(0)b_x(\tau) \rangle \cos(\omega_0\tau) d\tau + \int_0^\infty \langle b_y(0)b_y(\tau) \rangle \cos(\omega_0\tau) d\tau \right), \quad (3.24)$$

$$\delta\omega = \frac{\gamma^2}{2} \left(\int_0^\infty \langle b_x(0)b_x(\tau) \rangle \sin(\omega_0\tau) d\tau + \int_0^\infty \langle b_y(0)b_y(\tau) \rangle \sin(\omega_0\tau) d\tau \right). \quad (3.25)$$

L'avantage de cette écriture vient de sa généralité : en effet, la description du mouvement des atomes polarisés dans la cellule est faite par l'équation d'évolution du propagateur qui est utilisé pour la définition des fonctions de corrélation.

2. Cette propriété n'est pas valable pour une contribution proportionnelle au produit $\vec{v} \times \vec{E}$: la perturbation dépend alors linéairement de la vitesse de la particule et l'équation (3.22) n'est plus valide.

Les termes Γ_1 , Γ_2 et $\delta\omega$ correspondent donc respectivement au taux de dépolarisation longitudinale, au taux de dépolarisation transverse et au décalage en fréquence, induits par le déplacement des particules polarisées dans un champ magnétique. Notons que ces trois termes apparaissent ensemble et ont une origine commune.

3.3.2 Discussion autour des hypothèses faites

Pour obtenir la matrice de relaxation Γ (3.16) et ses composantes (3.17), (3.18) et (3.19), quelques hypothèses ont été faites :

1. L'hypothèse de stationnarité au sens large des processus considérés permet d'avoir des fonctions de corrélation ne dépendant que d'une différence de temps. Ici, c'est le cas puisque le gaz à l'équilibre thermique est contenu dans une cellule.
2. On a négligé les termes dans la matrice de relaxation correspondant à des composantes tournant à deux fois la fréquence de Larmor. Dans notre expérience, la fréquence de Larmor est de l'ordre du kHz. Les contributions à 2 kHz correspondent donc à une perturbation qui ne contribue pas au premier ordre dans l'évolution de la polarisation du gaz.
3. On a supposé valable l'hypothèse de Redfield où les temps de corrélation τ_c des processus de déplacement dans les inhomogénéités magnétiques sont très courts comparés aux temps caractéristiques du phénomène recherché, ici les temps de dépolarisation longitudinaux et transverses et l'inverse du décalage en fréquence. Cette hypothèse donne une condition sur la valeur des perturbations pour lesquelles on peut appliquer la théorie et qui n'est pas toujours dépendante du champ magnétique principal B_0 [Goldman(2001)]. Cette hypothèse signifie aussi qu'en moyenne, les particules ont eu le temps de "sonder" de nombreuses fois l'ensemble des inhomogénéités magnétiques avant de se dépolariser. Cela correspond à la propriété d'*ergodicité au sens physique* : un processus stationnaire $A(x, t)$ est dit ergodique au sens physique si

$$\langle A \rangle = \frac{1}{V} \int_V A(x, t) \pi(x, t) dx \equiv \frac{1}{2T} \int_{-T}^T A(x(t), t) dt, \quad (3.26)$$

où T est le temps caractéristique que l'on cherche. Cette propriété d'ergodicité exprime l'égalité entre les moyennes d'ensemble (3.8) et temporelle³ d'un processus stochastique.

Concernant ce dernier point, dans notre expérience, les inhomogénéités magnétiques typiques sont de l'ordre de $\frac{|\nabla b|}{B_0} \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, conduisant à des temps de dépolarisation longitudinaux de quelques dizaines à quelques centaines d'heures. Le temps de corrélation est approximativement égal à la constante de temps du plus faible mode de diffusion : $\tau_c \approx \tau_D \approx \frac{R^2}{D\pi^2} \approx 1 \text{ s}$ à 1 bar. L'hypothèse 3 (hypothèse de Redfield) est donc respectée. Puisque les deux autres hypothèses sont aussi vérifiées, on peut donc appliquer la théorie de Redfield dans notre cas.

Bien que de nombreux cas possèdent les caractéristiques nécessaires à l'application de cette théorie, il en existe qui ne respectent pas les prérequis. Parmi les systèmes pour lesquels les équations (3.17), (3.18) et (3.19) ne sont pas valides, il y a le gaz de neutrons ultrafroids. En effet, à cause de leur faible interaction entre eux, les neutrons se déplacent en ligne droite entre deux collisions avec les parois : ils sont donc en régime balistique. Aussi, à cause de leur faible énergie cinétique (une centaine d'eV) et de la distribution en énergie des neutrons,

3. La moyenne temporelle d'une certaine quantité correspond à cette quantité vue par une particule moyennée sur un temps très long.

la population des neutrons de "haute énergie" auront un centre de masse plus haut que les neutrons de "faible énergie". Ces deux populations ne vont donc pas, en moyenne, sonder les mêmes inhomogénéités : l'hypothèse d'ergodicité n'est donc pas respectée puisque la moyenne temporelle d'un seul neutron ne reproduit pas la moyenne d'ensemble de tous les neutrons à un instant. La théorie de Redfield ne s'applique donc pas pour l'ensemble des neutrons. On peut néanmoins traiter le problème pour des neutrons ultrafroids en remarquant que chaque population de neutrons respecte l'hypothèse de Redfield. On applique alors la théorie de Redfield sur chaque population. Ensuite, on calcule l'évolution globale des neutrons sur l'ensemble des populations pondérées par leur proportion dans la quantité totale de neutron, ce qui permet de connaître l'évolution globale de la polarisation moyenne.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons seulement au cas de gaz d'hélium, monoatomiques donc, à des pressions suffisantes pour être en régime diffusif.

3.4 Dépolarisation en régime diffusif

Nous allons présenter ici quelques résultats (pour la plupart, connus dans la littérature) sur les taux de dépolarisation en régime diffusif. Quand le gaz est dans un régime diffusif (i.e. quand le libre parcours moyen entre deux collisions de particules est beaucoup plus petit que le libre parcours moyen entre deux collisions avec les parois), le propagateur est gouverné par l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial \pi}{\partial \tau}(\vec{r}, \tau | \vec{r}_0) = D \Delta \pi(\vec{r}, \tau | \vec{r}_0), \quad (3.27)$$

où D est le coefficient de diffusion.

Dans ce régime, il est possible de calculer des fonctions de corrélation de champ magnétique transverse pour des gradients de champs magnétiques uniformes [McGregor(1990), Cates *et al.*(1988), Clayton(2011)] en utilisant les fonctions spéciales, solutions de l'équation de diffusion pour des formes de cellules simples (boite rectangulaire, cylindre, sphère). Pour des formes de champs magnétiques plus complexes comme des formes polynomiales, il est aussi possible de résoudre le problème de façon analytique mais ce n'est plus le cas pour des inhomogénéités de champ magnétique ou des cellules de forme quelconque.

On remarque cependant que, dans le cas où $\omega_0 \tau_D \gg 1$, pour des cellules simples [Cates *et al.*(1988)] (comme la boîte cubique, le cylindre ou la sphère) dans un champ magnétique de gradient uniforme, les taux de dépolarisation peuvent s'écrire sous la forme :

$$\Gamma_1 \approx D \frac{G_x^2 + G_y^2}{B_0^2}, \quad (3.28)$$

avec G_x et G_y les gradients des composantes magnétiques transverses b_x et b_y . D'après nos définitions des dynamiques des spins, $\omega_0 \tau_D \gg 1$ correspond à la limite adiabatique du régime d'évolution des spins.

3.5 Dépolarisation en régime diffusif adiabatique

Nous allons montrer ici que dans le régime adiabatique diffusif, à partir de la théorie de Redfield, il est possible de trouver une forme analytique générale des coefficients de relaxation longitudinale (3.24) valable pour n'importe quelle forme de cellule et d'inhomogénéité magnétique. Ce travail est détaillé dans [Guigüe *et al.*(2014)].

3.5.1 Dérivation des expressions

Le taux de relaxation longitudinale se traite en intégrant l'équation (3.24) deux fois par parties et en utilisant le fait que les perturbations ne sont pas corrélées sur des temps très longs devant le temps de corrélation τ_c :

$$\langle b_i(0)b_j(\tau \rightarrow \infty) \rangle \rightarrow 0. \quad (3.29)$$

On obtient alors :

$$\Gamma_1 = \frac{\gamma^2}{\omega_0^2} \left(-\frac{d}{d\tau} \langle b_x(0)b_x(\tau) + b_y(0)b_y(\tau) \rangle |_{\tau=0} - \int_0^\infty d\tau \cos \omega_0 \tau \frac{d^2}{d\tau^2} \langle b_x(0)b_x(\tau) + b_y(0)b_y(\tau) \rangle \right). \quad (3.30)$$

En utilisant la définition des fonctions de corrélation (3.8), l'équation de diffusion (3.27) et le théorème de Green-Ostrogradski :

$$\int_V (\vec{F} \cdot \vec{\nabla} g + g(\vec{\nabla} \cdot \vec{F})) d\vec{r} = \oint_S g \vec{F} \cdot d\vec{S}, \quad (3.31)$$

$$\int_V (f \vec{\nabla}^2 g + \vec{\nabla} f \cdot \vec{\nabla} g) d\vec{r} = \oint_S f \vec{\nabla} g \cdot d\vec{S}, \quad (3.32)$$

et en appliquant la condition initiale (3.10) et la condition aux bords (3.11), on obtient que le premier terme dans l'équation (3.30) se réécrit :

$$-\frac{\gamma^2}{\omega_0^2} \frac{d}{d\tau} \langle b_i(0)b_i(\tau) \rangle |_{\tau=0} = \frac{D(\overline{\vec{\nabla} b_i})^2}{B_0^2}. \quad (3.33)$$

Le deuxième terme dans l'équation (3.30) se traite grâce au lemme de Lebesgue-Riemann : la transformée de Fourier d'une fonction intégrable tend vers zéro lorsque ω_0 tend vers l'infini. La fonction $\frac{d^2}{d\tau^2} \langle b_i(0)b_i(\tau) \rangle$ étant bien intégrable, le terme $\int_0^\infty d\tau \cos \omega_0 \tau \frac{d^2}{d\tau^2} \langle b_x(0)b_x(\tau) + b_y(0)b_y(\tau) \rangle$ tend vers zéro lorsque ω_0 tend vers l'infini, alors que le premier terme $-\frac{d}{d\tau} \langle b_x(0)b_x(\tau) + b_y(0)b_y(\tau) \rangle |_{\tau=0}$ est une constante. On peut donc écrire :

$$\Gamma_1 \approx D \frac{\overline{\vec{\nabla} b_x^2} + \overline{\vec{\nabla} b_y^2}}{B_0^2}. \quad (3.34)$$

L'équation obtenue est une moyenne volumique et non plus une moyenne d'ensemble. On remarque que l'équation (3.34) s'applique pour n'importe quelle forme de perturbation magnétique et de cellule. On retrouve l'équation (3.28) dans le cas de gradients magnétiques uniformes.

3.5.2 Domaine de validité des résultats

L'expression du taux de relaxation longitudinale (3.34) uniquement en fonction du ratio des gradients carrés moyens et de la valeur du champ magnétique principal a été dérivée sous certaines hypothèses. Regardons de plus près les approximations faites, notamment sur l'intensité du champ magnétique principal et sur les inhomogénéités magnétiques.

Tout d'abord, il faut qu'aux échelles de temps considérées, le mouvement des particules puisse être décrit par l'équation de diffusion, ce qui signifie que le temps entre deux collisions τ_{coll} doit être faible devant le temps de collisions entre deux parois τ_p . Cette équation ne donne

aucune description de la dynamique des spins pour des temps inférieurs à τ_{coll} . On se donne alors la condition : $\omega_0 \ll 1/\tau_{\text{coll}}$.

Le lemme de Lebesgue-Riemann ne permet pas de connaître la fréquence minimale pour laquelle les seconds termes dans (3.30) sont négligeables devant les premiers termes. En définissant $\tau_\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi^2 D}$ où λ est la taille typique de l'inhomogénéité magnétique, on peut définir $\phi_\lambda = \omega_0 \tau_\lambda$ comme étant la phase accumulée par la particule polarisée durant le temps nécessaire pour qu'elle parcourt l'ensemble de l'inhomogénéité magnétique. Notons que dans la plupart des cas, le temps de corrélation τ_c des fluctuations magnétiques vues par une particule se déplaçant dans une inhomogénéité magnétique est approximativement égal à τ_λ . En s'appuyant sur des taux de relaxation trouvés pour certaines configurations de cellule et en les comparant à (3.34), on trouve que la fréquence ω_0 minimale recherchée est donnée par la relation $\phi_\lambda = \omega_0 \tau_\lambda \gg 1$. Cette condition signifie que le mouvement de diffusion des spins est adiabatique.

Enfin, il faut que le système respecte l'hypothèse de Redfield $\tau_c \ll T$ que l'on peut traduire en conditions sur l'intensité de l'inhomogénéité magnétique b . Comme dit plus haut, cette hypothèse s'interprète comme le fait que les particules sondent plusieurs fois toute l'inhomogénéité magnétique avant de se dépolariser. Cela signifie que les perturbations sont suffisamment faibles pour que la polarisation du gaz puissent être considérée comme homogène sur toute l'inhomogénéité magnétique. En régime adiabatique où $\omega_0 \tau_c \gg 1$, cela donne la condition $\bar{b}^2 \ll B_0^2$ sur l'intensité des perturbations magnétiques afin que l'hypothèse de Redfield soit respectée. Pour des perturbations locales telles que les dipôles magnétiques où la condition $\bar{b}^2 \ll B_0^2$ est respectée mais où localement on a $|b| \gg B_0$, l'hypothèse de Redfield ne s'applique pas. La condition $|b| \ll B_0$ garantie alors le respect de l'hypothèse de Redfield même dans le cas de perturbations très locales.

Le domaine de validité des équations (3.34) peut être formulé :

$$\frac{1}{\tau_\lambda} \ll \omega_0 \ll \frac{1}{\tau_{\text{coll}}} \text{ et } |b| \ll |B_0|, \quad (3.35)$$

pour lequel l'approche de Redfield et la limite adiabatique à chaque endroit de la cellule sont valides.

3.6 Application à la situation expérimentale

Dans cette section, nous regardons de plus près le taux de relaxation longitudinale et notamment de quoi il dépend. Cela nous permettra de mieux comprendre l'évolution de la polarisation à laquelle nous aurons à faire dans le chapitre 5.

L'inhomogénéité magnétique dans laquelle un volume d'hélium 3 polarisé est immergé peut être alors écrite comme la sommes de trois termes :

$$\vec{b} = \vec{b}_{\text{ext}} + \vec{b}_{\text{sol}}(B_0) + \vec{b}_{\text{cell}}(P, p), \quad (3.36)$$

où la polarisation est notée P et la pression p . Le terme \vec{b}_{ext} correspond aux inhomogénéités magnétiques induites par l'environnement du dispositif et $\vec{b}_{\text{sol}}(B_0)$ à celles induites par le dispositif permettant de générer le champ magnétique principal (et qui dépend donc linéairement de B_0). La contribution $\vec{b}_{\text{cell}}(P, p)$ est induite par le gaz d'hélium 3 qui, à forte pression et polarisation, se comporte comme un matériau aimanté. A priori, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, le champ magnétique généré n'est pas uniforme à l'intérieur de la cellule de gaz, même si l'aimantation est homogène. Cette contribution, indépendante du champ magnétique principal

B_0 , évolue linéairement avec la polarisation. Toutes ces contributions qui restent faibles comparées au champ magnétique principal ont des échelles macroscopiques (typiquement, la taille de la cellule). Pour des pressions de l'ordre du bar, nous sommes donc en régime adiabatique diffusif. Les gradients transverses carrés moyens $g^2 = \overline{\nabla b^2}$ sont donc une fonction du champ magnétique principal et de la polarisation. Grâce à la relation (3.34), nous pouvons calculer le taux de relaxation longitudinale induit par les inhomogénéités de champs magnétiques sur un volume d'hélium 3 polarisé :

$$\Gamma_1 = \frac{D\langle g^2(B_0, P) \rangle}{B_0^2} = D \left(a + \frac{b}{B_0} + \frac{c}{B_0^2} + \frac{dPp}{B_0} + \frac{ePp}{B_0^2} + \frac{fP^2p^2}{B_0^2} \right), \quad (3.37)$$

où a, b, c, d, e et f sont des constantes. Les coefficients a, c et f correspondant aux carrés des gradients, respectivement de \vec{b}_{ext} , de \vec{b}_{sol} et de \vec{b}_{cell} , sont positifs. A priori, les coefficients correspondant aux produits croisés des gradients des trois sources (b, d, e) sont de signe quelconque. Cette écriture du taux de relaxation longitudinale (3.37) d'un volume d'hélium 3 immergé dans un champ magnétique principal généré par un dispositif imparfait est générique, au sens qu'elle ne prend en compte que les termes expérimentalement possibles sans aucune approximation.

Nous avons donc écrit la dépendance du taux de dépolarisation longitudinale (3.37) avec la polarisation de l'échantillon et la valeur du champ magnétique principal. Regardons maintenant celle du taux de dépolarisation induit par une éventuelle nouvelle interaction de courte portée.

3.7 Dépolarisation due à une hypothétique nouvelle interaction

Supposons qu'il existe une nouvelle interaction dépendante du spin définie dans le chapitre 1. Considérons le cas d'une particule polarisée de rapport gyromagnétique γ à proximité d'une source macroscopique (i.e. constituée d'un très grand nombre de particules). Cette interaction qui prend la forme d'un potentiel d'interaction $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{b}$ peut s'interpréter comme un champ pseudo-magnétique \vec{b} de portée λ (1.2) généré par la source sur la particule polarisée. Ce champ pseudo-magnétique a une action dépolarisante sur des spins en mouvement à proximité de la source puisqu'il est inhomogène. Il est alors possible de calculer le taux de dépolarisation induit par le mouvement des particules polarisées dans ce champ pseudo-magnétique.

3.7.1 Dérivation d'une expression générale du taux de dépolarisation longitudinale induit dans le cas unidimensionnel

Soit un plan en $x = 0$ de surface S très grande devant les tailles typiques de l'interaction, comme représenté sur la figure 3.2. Il est la source d'une interaction avec une particule polarisée placée en $x \geq 0$. Le champ pseudo-magnétique généré par cette source est alors de la forme :

$$\vec{b}(x) = b_a e^{-x/\lambda} \vec{e}_x, \quad (3.38)$$

où \vec{e}_x est la direction orthogonale à la surface de la source. La constante b_a (1.12) correspond à l'amplitude du champ pseudo-magnétique généré par la paroi sur la particule-sonde.

Nous allons résoudre ce problème en utilisant la théorie de Redfield et en écrivant l'expression du coefficient de relaxation longitudinale (3.24) avec les fonctions d'autocorrélation des perturbations magnétiques transverses. Nous prenons le champ magnétique principal B_0 aligné avec l'axe \vec{e}_z , orthogonal au champ magnétique \vec{b} . Supposons que la particule-sonde polarisée selon

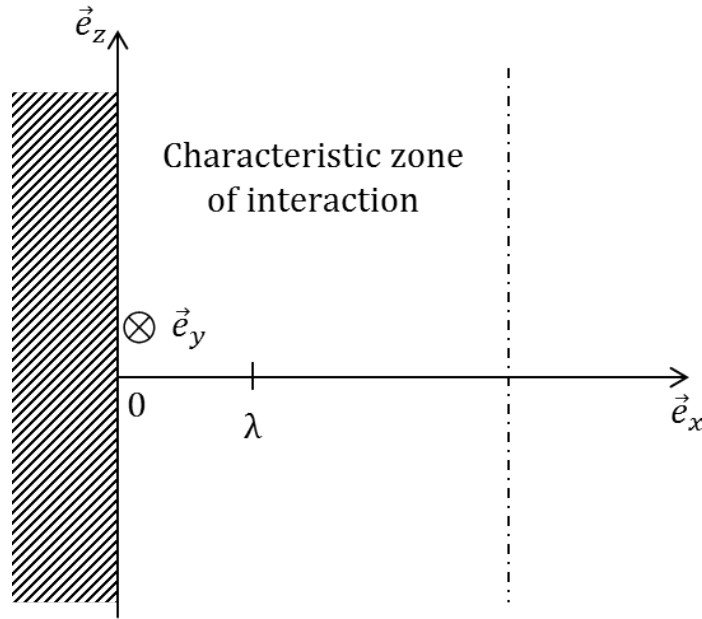


FIGURE 3.2 – Schéma du problème de l'interaction entre un plan infini (la source) et une particule polarisée.

l'axe \vec{e}_z évolue à droite de la source en suivant l'équation de diffusion (3.27). Le propagateur s'écrit alors :

$$\pi(\vec{r}, \tau | \vec{r}_0) = \frac{1}{S\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \cos(kx) \cos(kx_0) \exp(-\tau Dk^2), \quad (3.39)$$

où S est la surface de la plaque et D le coefficient de diffusion. En supposant que le système est invariant selon \vec{e}_y et \vec{e}_z , seule la distance entre la surface et la particule dans la direction \vec{e}_x apparaît. Le coefficient $\frac{1}{S}$ permet une normalisation sur tout l'espace $x \geq 0$ de ce propagateur. La fonction de corrélation du champ magnétique de courte portée s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \langle b(0)b(\tau) \rangle &= \frac{1}{V} \int_S dy_0 dz_0 \int_0^L dx_0 \int_S dy dz \int_0^L dx p(\vec{r}, \tau | \vec{r}_0) b(\vec{r}) b(\vec{r}_0) \\ &= \frac{b_a^2}{V\pi S} \int_{-\infty}^{\infty} dk \left(\int_S dy dz \int_0^L dx e^{-x/\lambda} \cos(kx) \right)^2 e^{-\tau Dk^2}, \end{aligned} \quad (3.40)$$

où L est défini comme le rapport V/S . Typiquement, L correspond à la distance caractéristique entre les deux parois du contenant : dans le cas d'un contenant sphérique, L correspond au diamètre. Dans le cas où la portée λ de l'interaction est très faible devant L , on peut étendre l'intégrale sur x jusqu'à l'infini⁴. On obtient alors :

$$\begin{aligned} \langle b(0)b(\tau) \rangle &= \frac{b_a^2 S}{V\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \left(\int_0^{\infty} dx e^{-x/\lambda} \cos(kx) \right)^2 e^{-\tau Dk^2} \\ &= \frac{b_a^2 S}{V\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \left(\frac{\lambda}{1 + k^2 \lambda^2} \right)^2 e^{-\tau Dk^2}. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Le taux de relaxation longitudinale (3.24) se calcule grâce à la transformée de Fourier de

4. Quand L est grand devant λ , la moyenne volumique de b tend vers zéro.

$\langle b(0)b(\tau) \rangle$:

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= \frac{\gamma^2 b_a^2 S}{2 V \pi} \int_0^\infty d\tau \cos(\omega_0 \tau) \int_{-\infty}^\infty dk \left(\frac{\lambda}{1 + k^2 \lambda^2} \right)^2 e^{-\tau D k^2} \\ &= \frac{\gamma^2 b_a^2 S}{2 V \pi} \int_{-\infty}^\infty dk \left(\frac{\lambda}{1 + k^2 \lambda^2} \right)^2 \frac{2 D k}{D^2 k^4 + \omega_0^2}.\end{aligned}\quad (3.42)$$

En posant $u = k\lambda$ et $\phi_\lambda = \omega_0 \frac{\lambda^2}{D}$, on obtient :

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= \gamma^2 \frac{b_a^2 S \lambda^3}{V \pi D} \int_{-\infty}^\infty du \left(\frac{u}{1 + u} \right)^2 \frac{1}{u^4 + \phi_\lambda^2} \\ &= (\gamma b_a)^2 \frac{S \lambda^3}{V 2D} \frac{1}{(1 + \phi_\lambda^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_\lambda}} (1 - \phi_\lambda (\phi_\lambda - 2)) + \phi_\lambda^2 - 3 \right).\end{aligned}\quad (3.43)$$

L'équation (3.43) est donc le taux de dépolarisation longitudinale induit par le champ pseudo-magnétique d'amplitude b_a et de portée λ généré par une plaque de surface S sur un volume V de gaz polarisé.

Avant d'aller plus loin, regardons de plus près les approximations nécessaires pour obtenir ce résultat.

- La première hypothèse correspond à celles que nous avons explicitées dans la Section 3.3.2.
- Il est aussi supposé que les particules polarisées diffusent dans l'inhomogénéité de courte portée (3.38) : cela signifie que le libre parcours moyen entre deux collisions entre particules est plus faible que la taille caractéristique de l'inhomogénéité magnétique, à savoir λ . Typiquement, le libre parcours moyen d'un atome d'hélium dans un gaz d'hélium à 1 bar à température ambiante est de $0.4 \mu\text{m}$. On prendra donc $\lambda \geq 1 \mu\text{m}$.
- Nous avons aussi supposé que la longueur typique L du contenant est très grande devant la taille de l'inhomogénéité λ afin de pouvoir étendre certaines intégrales jusqu'à l'infini. Cela a cependant comme conséquence $\omega_0 \tau_L = \omega_0 L^2 / D \gg 1$: le gaz est alors en régime adiabatique sur l'ensemble du contenant. Nous reviendrons sur cette hypothèse dans la suite.

Le cas unidimensionnel où un gaz d'atomes polarisés en régime diffusif est contenu entre deux plaques de surface S dans un volume V a été traité dans [Petukhov *et al.*(2010)] grâce à la théorie de Redfield et un développement du propagateur en série de cosinus. Cependant aucune approximation sur la portée de l'interaction n'est faite ni sur la distance V/S entre les deux surfaces. En considérant les deux approximations $\lambda \ll L$ et $\omega_0 \tau_L \gg 1$, le taux de dépolarisation induit par les deux surfaces calculé dans [Petukhov *et al.*(2010)] est :

$$\Gamma_1 = (\gamma b_a)^2 \frac{S \lambda^3}{V D} \frac{1}{(1 + \phi_\lambda^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_\lambda}} (1 - \phi_\lambda (\phi_\lambda - 2)) + \phi_\lambda^2 - 3 \right), \quad (3.44)$$

ce qui correspond à l'Équation (3.43) pour deux plans de surface S espacées d'une distance L .

3.7.2 Application pour des formes de cellule génériques

En pratique, on a rarement à faire avec du gaz contenu entre deux plaques infinies mais plutôt à des contenants cubiques, sphériques ou cylindriques. Nous allons donc adapter (3.43) pour n'importe quelle forme de contenant. Pour des volumes de taille caractéristique L très grande devant la portée de l'interaction λ , on peut considérer qu'à proximité de la paroi, la

surface est plane. Le champ pseudo-magnétique est alors orthogonal à cette surface. Puisque toutes les directions de ce champ n'induisent pas une dépolarisation longitudinale du gaz, il faut définir les surfaces utiles qui contribuent effectivement à cette dépolarisation. En chaque point de la surface, on définit le vecteur \vec{n} orthogonal à la surface. Localement, le champ pseudo-magnétique est aligné avec ce vecteur, la composante de champ transverse contribuant à la dépolarisation est alors donnée par :

$$\vec{b}_\perp = b(\vec{r})(\vec{n} \cdot \vec{e}_x)\vec{e}_x + b(\vec{r})(\vec{n} \cdot \vec{e}_y)\vec{e}_y. \quad (3.45)$$

On définit la *surface apparente* S_a comme la surface dont le vecteur normal est orthogonal à la direction du champ magnétique principal :

$$S_a = \int_S dS \left[(\vec{e}_x \cdot \vec{n})^2 + (\vec{e}_y \cdot \vec{n})^2 \right] \quad (3.46)$$

et la *surface cachée* S_h :

$$S_h = \int_S dS (\vec{e}_z \cdot \vec{n})^2 = S - S_a, \quad (3.47)$$

de telle sorte que $S = S_a + S_h$. Pour se fixer les idées, donnons nous quelques exemples simples. Pour une cellule cylindrique de rayon R et de longueur L dont l'axe de révolution est aligné avec le champ magnétique principal, la surface apparente correspond aux parois du cylindre dont la surface est $S_a = 2\pi RL$. La surface cachée est $S_h = 2\pi R^2$. Dans le cas d'une cellule sphérique de rayon R , la surface apparente correspond aux 2/3 de la surface totale : elle vaut donc $S_a = \frac{8}{3}\pi R^2$, la surface cachée étant $S_h = \frac{4}{3}\pi R^2$.

Ainsi, $\langle b_\perp(0)b_\perp(\tau) \rangle = \frac{S_a}{S} \langle b(0)b(\tau) \rangle$. De cette façon, le taux de relaxation longitudinale d'un gaz d'atomes polarisés contenu dans un volume V de taille caractéristique très grande devant la portée d'un champ pseudo-magnétique s'écrit :

$$\Gamma_{1,NF} = (\gamma b_a)^2 \frac{S_a \lambda^3}{V 2D (1 + \phi_\lambda^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_\lambda}} (1 - \phi_\lambda (\phi_\lambda - 2)) + \phi_\lambda^2 - 3 \right). \quad (3.48)$$

Jusqu'à présent, nous avons supposé un champ pseudo-magnétique de courte portée d'amplitude b_a quelconque. Il est temps de regarder de plus près le coefficient b_a .

3.7.3 Dépolarisation induite par les parois sur les atomes d'hélium

Prenons le cas d'une interaction monopole-dipôle entre les nucléons non polarisés des parois d'épaisseur d du contenant et le gaz polarisé contenu. Les particules non polarisées sont les nucléons de masse $m_2 = m_N = 938$ MeV composant le matériau des parois (typiquement, du verre) dont la densité n typique est de 1.6×10^{30} Nucléons/m³. En reprenant le premier terme du champ magnétique (1.12) et en remplaçant la masse de la particule m_ϕ par la portée de l'interaction $\lambda = \frac{\hbar}{m_\phi c}$, le champ pseudo-magnétique induit par cette nouvelle interaction est orthogonal à la surface avec une amplitude :

$$b(r) = g_{s,1}g_{p,2} \frac{\hbar n \lambda}{2m_N \gamma} e^{-r/\lambda} (1 - e^{-d/\lambda}) = b_a e^{-r/\lambda}. \quad (3.49)$$

Rappelons ici que le terme $1 - e^{-d/\lambda}$ tient compte de l'épaisseur d finie des parois qui sont sources de l'interaction. Le taux de dépolarisation induit peut alors être calculé pour une cellule

de surface apparente S_a :

$$\Gamma_{1,g_s g_p} = (g_{s,1} g_{p,2})^2 \left(\hbar \frac{n\lambda}{2m_N} \left(1 - e^{-d/\lambda} \right) \right)^2 \frac{S_a \lambda^3}{V 2D} \frac{1}{(1 + \phi_\lambda^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_\lambda}} (1 - \phi_\lambda (\phi_\lambda - 2)) + \phi_\lambda^2 - 3 \right). \quad (3.50)$$

3.7.4 Dépolarisation induite par le gaz polarisé

Supposons l'existence d'une interaction de courte portée entre deux dipôles dont le médiateur est un nouveau boson massif. Alors le gaz polarisé lui-même générerait un champ pseudo-magnétique agissant sur tous les atomes polarisés. Toute la polarisation des atomes d'hélium 3 étant portée par le neutron célibataire, le couplage aura donc lieu entre deux neutrons. Étant de courte portée, ce champ serait nul dans la région proche du centre de la cellule puisque toutes les particules aux alentours contribuent isotopiquement. En revanche, à proximité des parois, les particules polarisées ne sont plus distribuées uniformément car il n'y a aucune particule polarisée dans les parois ou à l'extérieur du contenant. Des gradients de champ pseudo-magnétique apparaîtront alors induisant une dépolarisation du gaz à proximité des parois.

Afin d'exprimer simplement ces gradients, il est intéressant de remarquer une similitude de configuration. Si on prend un environnement rempli de gaz, à l'exception d'un volume V vide, dont la polarisation $-P$ est alignée avec le champ magnétique principal, les gradients du champ pseudo-magnétique seront les mêmes que ceux générés par le même volume V de gaz de polarisation P . Le champ pseudo-magnétique équivalent peut être interprété comme étant générés par les parois d'épaisseur infinie, à proximité et orthogonalement à ces parois. En utilisant le deuxième terme de (1.12), il prend la forme de :

$$b(r) = -g_{p,1} g_{p,2} \frac{\hbar^2 n P}{4m_1 m_2 \gamma c} e^{-r/\lambda}, \quad (3.51)$$

avec r la distance de la particule polarisée aux parois.

Ce champ issu de la polarisation du gaz dépolarise alors les atomes polarisés. Le taux de dépolarisation induit dépend alors quadratiquement de la polarisation comme le montre la relation :

$$\Gamma_{1,g_p g_p} = \left(g_{p,1} g_{p,2} \frac{\hbar^2 n P}{4m_n^2 c} \right)^2 \frac{S_a \lambda^3}{V 2D} \frac{1}{(1 + \phi_\lambda^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_\lambda}} (1 - \phi_\lambda (\phi_\lambda - 2)) + \phi_\lambda^2 - 3 \right), \quad (3.52)$$

où m_n est la masse du neutron et n la densité du gaz d'hélium.

3.7.5 Conclusion sur la recherche de nouvelle interaction de courte portée

Notons tout d'abord que la présence de la portée caractéristique de l'interaction λ et la donnée du temps $\tau_\lambda = \lambda^2/D$ permet une nouvelle décomposition de régime de la dynamique des spins dans le cas où $\lambda \ll L$. Si $1/\omega_0 \ll \tau_\lambda \ll \tau_L$, les spins évoluent adiabatiquement dans l'inhomogénéité magnétique, on parle donc de régime adiabatique. Dans ce régime, le taux de dépolarisation (3.44) s'écrit :

$$\Gamma_1 = D \frac{(\gamma b_a)^2}{L \lambda \omega_0^2}, \quad (3.53)$$

qui correspond au taux de dépolarisation (3.34) en régime adiabatique et qui est indistinguable des contributions classiques (3.37). L'autre régime extrême appelé "motion narrowing" $\tau_\lambda \ll$

$\tau_L \ll 1/\omega_0$ ne nous concerne pas puisque la troisième hypothèse pour dériver l'Équation (3.43) ne s'applique pas. Le "régime intermédiaire" correspond à la condition $\tau_\lambda \ll 1/\omega_0 \ll \tau_L$. Pour cette dernière configuration, le taux de relaxation longitudinale peut s'écrire :

$$\Gamma_1 = (\gamma b_a)^2 \frac{\lambda}{L} \sqrt{\frac{2\lambda^2}{D\omega_0}}. \quad (3.54)$$

Ce comportement en $1/\sqrt{\omega_0}$ est très particulier et n'existe pas pour des inhomogénéités magnétiques usuelles : c'est la signature d'une nouvelle interaction dépolarisante de courte portée.

La stratégie est donc claire : pour une cellule d'hélium 3 polarisé donnée, il faut mesurer le taux de relaxation longitudinale du gaz pour plusieurs valeurs de champ magnétique principal et différentes valeurs de polarisation. Cela permet d'estimer tous les paramètres du modèle "standard" (3.37) (i.e. sans contribution d'une interaction de courte portée). On recherche ensuite dans le comportement du taux de relaxation une déviation donnée, soit par l'Équation (3.50) pour une interaction monopole-dipôle, soit par l'Équation (3.52) pour une interaction dipôle-dipôle. Ce comportement ne pourra être mis en avant que si la déviation recherchée possède un comportement différent de toutes les autres contributions classiques : dans notre cas, nous nous mettrons dans des conditions telles que la contribution de dépolarisation exotique (3.48) se comporte principalement comme $1/\sqrt{B_0}$. Si un écart non nul est observé, nous aurons mis en évidence l'existence d'une nouvelle interaction de courte portée associée à un nouveau boson pseudoscalaire.

3.8 Conclusion

La théorie de Redfield, qui permet d'écrire le taux de relaxation longitudinale comme le spectre de la fonction de corrélation des perturbations magnétiques transverses, est une méthode générale qui peut être utilisée dans de nombreuses configurations. En régime adiabatique diffusif, nous avons démontré que ce taux de dépolarisation longitudinale se simplifiait sous la forme $\Gamma_1 = DG^2/B_0^2$ où G^2 correspond aux gradients transverses carrés moyens, ce résultat étant valable pour n'importe quelle géométrie de cellule et d'inhomogénéité magnétique de taille macroscopique. Pour une inhomogénéité magnétique (3.38) dérivant d'une nouvelle interaction de courte portée, nous avons montré que $\Gamma_1 \propto 1/\sqrt{B_0}$. Nous avons ainsi donné la forme du signal recherché si un nouveau boson de faible masse et peu couplé existait et créait un nouveau canal de dépolarisation entre deux nucléons.

Caractérisation du dispositif expérimental

*“Vous savez, si on fait fouetter les ouvriers et qu’on menace de les brûler vifs, ils peuvent peut être finir tout à l’heure... (regard désespéré à Arthur)
Non ? bon ben, je vais pleurer un petit peu...”*

Guenièvre, La veillée, Livre III, Kaamelott

Sommaire

4.1	Dispositif expérimental : objectifs	62
4.2	Caractérisation de la précision des magnétomètres	62
4.2.1	Caractérisation du blindage de test	63
4.2.2	Précision des magnétomètres	64
4.3	Environnement magnétique	65
4.3.1	Objectifs d’homogénéité magnétique	65
4.3.2	Description et optimisation du dispositif expérimental	66
4.3.3	Stabilité temporelle du champ magnétique	68
4.3.4	Mesures des inhomogénéités magnétiques	72
4.3.5	Dépolarisation magnétique totale Γ_m	75
4.4	Polarimétrie par mesure du champ magnétique généré par la cellule	76
4.4.1	Description du dispositif et procédure de mesure	76
4.4.2	L’inversion adiabatique des spins	78
4.4.3	Précision d’une mesure de polarisation	89
4.5	Conclusion	89

4.1 Dispositif expérimental : objectifs

L'objectif de notre expérience consiste à mesurer le taux de dépolarisation de l'hélium 3 polarisé contenu dans une cellule pour différentes valeurs de champ magnétique principal. Pour cela, nous utilisons la méthode de polarimétrie directe : nous mesurons directement le champ magnétique généré par le gaz grâce à des magnétomètres. La précision de cette technique repose sur celle des magnétomètres utilisés ainsi que sur la réduction des bruits magnétiques. Comme nous avons vu dans le chapitre 3, à forte pression et fort champ magnétique, le taux de dépolarisation longitudinal induit par le mouvement des atomes polarisés dans des inhomogénéités magnétiques dépend des gradients transverses dans la cellule. Afin de minimiser cette contribution devant celles que nous souhaitons mettre en évidence, nous avons besoin d'un environnement magnétique très homogène et isolé (autant que faire se peut) des perturbations extérieures.

Nous commencerons donc dans ce chapitre par présenter et caractériser les magnétomètres que nous allons utiliser. Nous continuerons avec la caractérisation du blindage magnétique et de l'appareillage permettant de générer le champ magnétique principal stable et homogène. La méthode de mesure de la polarisation et l'appareillage utilisé seront présentés en détails. Nous terminerons par la mise en évidence d'un couplage avec le dispositif d'inversion des spins ainsi que les solutions mises en œuvre pour supprimer cet effet.

4.2 Caractérisation de la précision des magnétomètres

Afin de mesurer le champ magnétique, nous avons à notre disposition deux magnétomètres triple-axe : le premier, appelé "Fluxgate 100", a une gamme de mesure de $\pm 100 \mu\text{T}$ et le deuxième, "Fluxgate 250", de $\pm 250 \mu\text{T}$. Ces magnétomètres à bas bruit déterminent le champ magnétique dans chaque direction (x , y et z) de l'espace. Chacun des magnétomètres est constitué d'un noyau de fer doux et d'une bobine induisant un cycle d'hystérésis. La présence d'un champ magnétique déforme le cycle d'hystérésis, mesuré par une autre bobine. Ces capteurs sont alignés dans l'axe du magnétomètre et espacés d'environ 1.5 cm, comme le montre la figure 4.1. La tolérance sur la position de chaque senseur est de 2 mm. Les magnétomètres sont alimentés en $\pm 12 \text{ V}$ par un générateur de tension Agilent E3631A et produisent trois tensions de sortie (une pour chaque direction de champ magnétique) entre -10 V et 10 V proportionnelles aux champs magnétiques vus par les senseurs. Ces tensions sont mesurées via une carte d'acquisition multi-canaux NI-PCI 6251 (16 bits sur $\pm 10 \text{ V}$), capable d'échantillonner à 1 Msamples/s sur plusieurs voies.

	Fluxgate 100	Fluxgate 250
x	5.8	8.8
y	5.7	9.5
z	4.2	6.6

TABLE 4.1 – Valeurs des bruits à 1 Hz des fluxgates 100 et 250 fournies par le fabricant (exprimés en $\text{pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$).

Le fabricant indique que les bruits à 1 Hz sur les voies des deux fluxgates valent entre $5 \text{ pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $10 \text{ pTrms}/\sqrt{\text{Hz}}$ [Bartington(2013)] (la table 4.1 récapitule ces valeurs). Pour vérifier ces valeurs de bruit, nous devons mesurer le champ magnétique vu par les magnétomètres dans un environnement magnétique très stable. Pour cela, nous avons recours à un blindage magnétique de test constitué de 3 couches cylindriques en μ -métal afin d'atténuer les perturbations

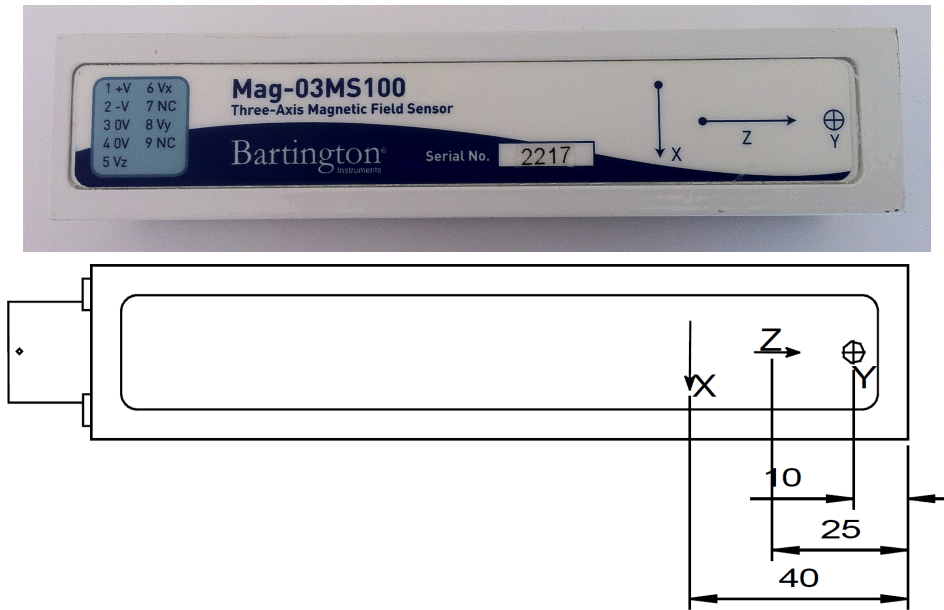


FIGURE 4.1 – Magnétomètre utilisé dans l'expérience. Les capteurs dans les directions x , y et z sont espacés les uns des autres de 15 mm (les dimensions représentées sont exprimées en mm).

magnétiques extérieures et de ne mesurer que le bruit inhérent à chaque magnétomètre.

4.2.1 Caractérisation du blindage de test

Nous avons à notre disposition 3 blindages cylindriques en μ -métal (composé de 80 % de nickel et 20 % de fer) de 0.9 mm d'épaisseur et de 30 cm de longueur. Ces cylindres ont respectivement un diamètre de 10 cm, 12 cm et 14 cm. Commençons par caractériser l'efficacité de ce blindage de test.

Le coefficient de blindage transverse dynamique S_T correspond au rapport entre l'amplitude des fluctuations de la composante transverse du champ magnétique à l'intérieur du blindage et celle à l'extérieur du blindage (i.e. en absence de blindage). On définit de manière analogue le coefficient de blindage longitudinal dynamique S_L avec la composante longitudinale pour un blindage cylindrique.

Dans le cas d'un blindage cylindrique mono-couche dont l'épaisseur de matériau d est très petite devant le diamètre du blindage D_b et dont la perméabilité du matériau μ est très grande devant 1, ces coefficients s'écrivent [Bitter *et al.*(1991)] :

$$S_T = \frac{\mu d}{D_b}. \quad (4.1)$$

À partir de S_T , le coefficient de blindage longitudinal s'écrit [Mager(1968)] :

$$S_L = 1 + 4 \frac{1}{p^2 - 1} \left(\frac{p}{\sqrt{p^2 - 1}} \ln(p + \sqrt{p^2 - 1}) - 1 \right) S_T, \quad (4.2)$$

où $p = L_b/D_b$ avec L_b la longueur du cylindre. Dans le cas où $p \gg 1$, l'Équation (4.2) se simplifie

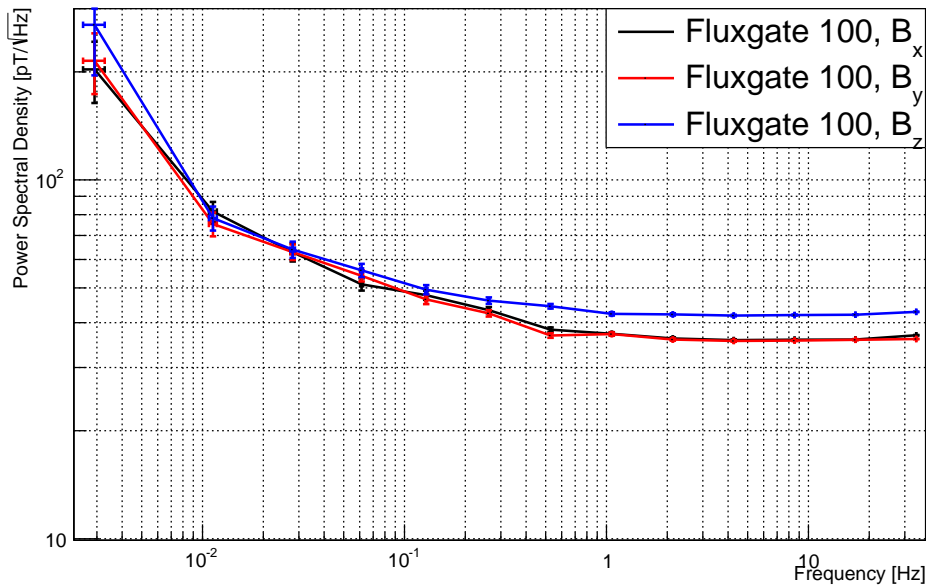


FIGURE 4.2 – Densité spectrale de puissance des trois composantes de champ magnétique mesurées par la fluxgate 100 à l’intérieur du blindage 3 couches.

en [Bitter *et al.*(1991)] :

$$S_L = 1 + 4 \frac{\ln(2p) - 1}{p^2} S_T. \quad (4.3)$$

Pour un blindage en μ -métal, la perméabilité μ est de plusieurs dizaines de milliers.

L’annexe C présente la méthode de caractérisation du blindage de test ainsi que les résultats. La superposition des trois couches cylindriques de μ -métal a des coefficients de blindage transverse d’environ 4000 et longitudinal de 100. Ce blindage magnétique nous permettra d’atténuer efficacement les fluctuations du champ magnétique environnant les magnétomètres et de déterminer leur stabilité.

4.2.2 Précision des magnétomètres

Afin d’estimer la précision de nos magnétomètres, nous plaçons la fluxgate 100 à l’intérieur du blindage magnétique composé de trois couches de μ -métal. La composante z du magnétomètre est alignée avec l’axe des cylindres.

Une mesure à 100 kHz de chaque voie de la fluxgate¹ et moyennée sur 1000 échantillons est alors faite durant trois jours : la figure 4.2 montre la densité spectrale de puissance du bruit (voir Appendice D) pour les données correspondant à la nuit (de 20 h à 8 h)². La densité spectrale à 1 Hz vaut 37.2 ± 0.3 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour la voie x , 37.2 ± 0.4 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour la voie y et 42.3 ± 0.4 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour la voie z , ce qui n’est pas aussi bon qu’annoncé par le fabricant pour la fluxgate 100 (4.1). Comme nous le verrons dans la suite, la précision des mesures faites par les fluxgates sont suffisantes pour l’expérience, où le bruit magnétique est dominé par d’autres sources.

1. La bande passante des fluxgates est de 9 kHz.

2. Cette précaution dans la sélection des données a pour objectif de s’affranchir des perturbations dues aux activités humaines durant le jour.

Ces magnétomètres vont nous permettre de mesurer de façon précise les champs magnétique de notre environnement magnétique. Nous avons aussi utilisé le blindage pour mesurer les offsets des magnétomètres. Les offsets correspondent à la valeur de tension envoyée par les magnétomètres placés dans un champ nul. Ils peuvent être extraits par différence entre des mesures faites dans le blindage dans des configurations différentes. Cependant les incertitudes sur les mesures sont relativement grandes (quelques nT) puisque la position dans le blindage n'est pas très bien contrôlée et reproductible. Nous ne retiendrons donc de ces mesures qu'une estimation des offsets sur chaque composante des magnétomètres de l'ordre de 10 nT. Comme nous le verrons dans la section 4.4, ces offsets seront directement supprimés par la procédure de mesure de la polarisation.

4.3 Environnement magnétique

Dans cette section, nous donnons les objectifs d'homogénéité magnétique souhaitée pour l'expérience et une description de l'environnement magnétique utilisé. Un point sera fait sur la stabilité du champ généré par le dispositif. Nous vérifierons enfin que les objectifs d'homogénéité voulus sont réalisés en utilisant les résultats d'une cartographie magnétique du dispositif.

4.3.1 Objectifs d'homogénéité magnétique

Les inhomogénéités du champ magnétique dans lesquelles la cellule d'hélium 3 est immergée vont induire une dépolarisation longitudinale caractérisée par un taux $\Gamma_m = 1/T_m$ suivant l'équation (3.34). Nous voulons que cette contribution à la dépolarisation soit négligeable comparée aux autres contributions : typiquement, nous voulons que, quel que soit B_0 , T_m soit supérieur à 200 h, qui correspond à la somme des autres contributions.

Pour diminuer Γ_m en dessous du seuil désiré, il est possible d'augmenter la pression à l'intérieur de la cellule. En effet, le taux de relaxation longitudinal est proportionnel au coefficient de diffusion D dans (3.34) qui est lui-même inversement proportionnel à la pression. Cependant, cette façon de procéder est limitée par la quantité maximale de gaz que l'on peut compresser à l'intérieur des cellules, la pression étant généralement de 4 bar pour les cellules que nous utilisons : au delà de cette pression, les cellules en verre risquent d'exploser. De plus, le taux de relaxation longitudinal induit par les collisions entre particules polarisées Γ_{dd} (2.8) est proportionnel à la pression du gaz : pour quatre atmosphères d'hélium 3, le temps de relaxation T_{dd} vaut environ 180 h. A trop augmenter la pression, le temps de relaxation induit par les collisions entre dipôles risque d'être plus important que les autres contributions, ce qui serait sous-optimal.

Il est aussi possible d'améliorer l'environnement magnétique afin de supprimer les inhomogénéités transverses magnétiques. Afin de se donner un ordre de grandeur en utilisant l'équation (3.34), il faut avoir des gradients transverses moyens g_{\perp} tels que

$$\frac{g_{\perp}}{B_0} \leq 8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \quad (4.4)$$

pour avoir une dépolarisation magnétique plus faible que 200 h. Nous avons donc besoin d'un dispositif qui va diminuer les gradients des champs magnétiques environnant l'expérience et qui peut fournir un champ magnétique principal B_0 aussi homogène que possible.



FIGURE 4.3 – Blindage magnétique utilisé dans notre expérience. Le cylindre intérieur est constitué de μ -métal, le cylindre extérieur est en aluminium.

4.3.2 Description et optimisation du dispositif expérimental

4.3.2.1 Le blindage magnétique

Afin d'atténuer le champ magnétique environnant, un blindage en μ -métal est utilisé. Ce matériau d'une très grande perméabilité magnétique provient de l'expérience de mesure de l'oscillation neutron-antineutron [Baldo-Ceolin *et al.*(1994)] qui a eu lieu à l'ILL en 1994. Le blindage de cette expérience [Bitter *et al.*(1991)] était un tube de 1 mm d'épaisseur, de 94.5 cm de diamètre et de 76.5 m de long, composé de 17 segments de 4.5 m de long chacun et avait pour but de fournir un champ magnétique total plus faible que 10 nT en supprimant les composantes transverses. Le blindage est entouré d'un second tube de 1.2 m de diamètre en aluminium qui servait de chambre à vide. La figure 4.3 montre le segment de 4.5 m qui a été récupéré pour notre expérience.

4.3.2.2 Le solénoïde

Afin de générer le champ magnétique principal au centre de ce blindage, un solénoïde est inséré à l'intérieur du blindage magnétique. La longueur L_s du solénoïde doit être choisie de façon à ce que les lignes de champ du solénoïde ne rentrent pas dans le blindage et que le champ magnétique au centre du solénoïde soit le plus homogène possible. En effet, les lignes de champs du solénoïde sont déviées par le blindage à cause de sa forte perméabilité et celui-ci risque de se magnétiser et de perdre ses capacités de blindage.

Concernant l'optimisation de l'inhomogénéité magnétique, afin de paramétriser les inhomogénéités magnétiques au centre du solénoïde, les composantes longitudinale B_{0z} et transverse B_{0r} du champ magnétique principal au centre du solénoïde sont données par :

$$B_{0r} = 2QB(0,0,0)Qrz, \quad (4.5)$$

$$B_{0z} = B(0,0,0) \left(1 + Q(r^2 - 2z^2) \right), \quad (4.6)$$

où $B(0,0,0)$ est la valeur du champ magnétique principal au centre du solénoïde et Q le coefficient d'inhomogénéité. Cette paramétrisation, expliquée en détail dans l'Appendice E, n'est valable que lorsque r et z sont petits devant la taille du solénoïde (i.e. R_s et L_s) et seulement pour un système parfaitement symétrique selon l'axe z . De façon générale, la valeur de Q est un paramètre du système et dépend du rayon et de la longueur du solénoïde. En utilisant l'équation

(3.34), il est possible de calculer le taux de relaxation longitudinal induit par les inhomogénéités magnétiques du solénoïde dans une cellule sphérique d'hélium 3 polarisé de rayon R_c :

$$\Gamma_1 \approx D \frac{\overline{(\vec{\nabla} B_{0r})^2}}{B_{0z}^2} = \frac{14}{5} D Q^2 R_c^2. \quad (4.7)$$

Dans le cas d'un solénoïde dans l'air seul (i.e. sans blindage), on peut calculer analytiquement Q grâce aux expressions de la composante transverse et de la valeur du champ magnétique au centre du solénoïde [Jackson(1975)] :

$$B_{0r} = \frac{24\mu_0\pi N I R_s^2}{L_s^4} r z \quad (4.8)$$

$$B_{0z} = \mu_0 N I \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{2R_s}{L_s}\right)^2}} \quad (4.9)$$

où N correspond à la densité de fil le long du solénoïde, I au courant circulant dans chaque spire et R_s au rayon du solénoïde. Le coefficient d'inhomogénéité vaut alors :

$$Q = \frac{B_{0r}}{2B_{0z} r z} = \frac{12R_s^2}{L_s^4} \sqrt{1 + \left(\frac{2R_s}{L_s}\right)^2}. \quad (4.10)$$

Dans le cas d'un solénoïde à l'intérieur d'un blindage magnétique, le paramètre Q ne peut pas être calculé analytiquement et il faut avoir recours à des calculs numériques. La méthode généralement utilisée est une résolution des équations de Maxwell par éléments finis.

La figure 4.4 montre l'évolution du taux de dépolarisation longitudinal (4.7) induit par les inhomogénéités magnétiques du solénoïde en fonction de la longueur de celui-ci. On peut voir que, pour un solénoïde seul dans l'air, le modèle donné par les équations (4.7) et (4.10) et le calcul numérique donnent le même résultat d'environ $5 \times 10^{-8} \text{ h}^{-1}$ pour $L_s = 5 \text{ m}$. Cela valide l'utilisation de la résolution par éléments finis. Dans le cas d'un solénoïde placé dans notre blindage en prenant une perméabilité magnétique $\mu = 50000$, le rapport $\frac{g_{\perp}}{B_0} = 2QR_c$ vaut environ $3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ et le taux de relaxation est de l'ordre de 10^{-11} h^{-1} pour $L_s = 5 \text{ m}$. La différence entre les deux résultats vient de la présence du blindage magnétique qui a un effet d'homogénéisation du champ magnétique. On voit donc que quelle que soit la longueur du solénoïde, la présence du blindage permettra de ne pas être limité par les inhomogénéités du solénoïde pour respecter la condition (4.4).

Afin de générer le champ magnétique principal, nous avons choisi de faire fabriquer un solénoïde de 5 m de long et de 80 cm de diamètre qui est inséré dans le tube en μ -métal. Il est composé de 2363 tours [SigmaPhi(2013)] de fils de cuivre rectangulaire de 2 mm sur 1 mm, enroulé sur un tube en aluminium de 5 mm d'épaisseur. La résistance du solénoïde est de 57 Ω et son inductance est estimée à 660 mH. Pour $I = 1 \text{ A}$, le champ magnétique généré au centre du solénoïde, calculé à partir de (4.9), vaut 586 μT . Sur les extrémités de la bobine se trouvent deux bobines compensatrices de 131 tours de fils. La figure 4.5 montre le solénoïde à l'intérieur du blindage en μ -métal. Les centres géométriques du blindage et du solénoïde sont superposés afin d'avoir un système le plus symétrique possible. La direction de l'axe du solénoïde est noté \vec{e}_Z et l'axe \vec{e}_Y pointe vers le bas, comme indiqué sur la figure 4.5. Le courant circulant dans le solénoïde est créé par un générateur de courant TTi-PLP303P, pouvant délivrer un courant compris entre 0 et 3 A.

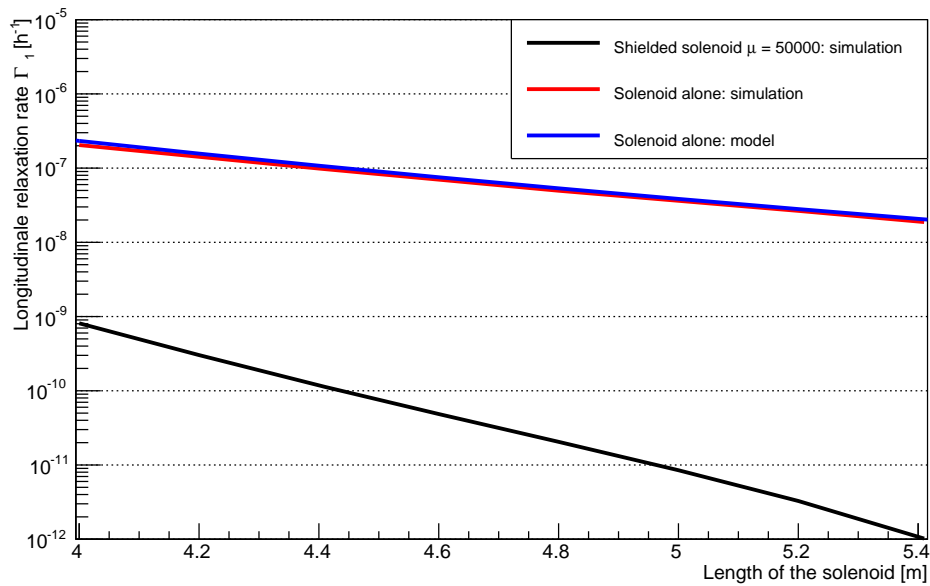


FIGURE 4.4 – Calcul du taux de relaxation longitudinale d’une cellule d’hélium 3 à un bar induit par les inhomogénéités magnétiques du solénoïde (4.7) de 80 cm de diamètre en fonction de sa longueur. En noir, le taux obtenu par simulation pour un solénoïde à l’intérieur d’un blindage magnétique de perméabilité $\mu = 50000$, de 97 cm de diamètre, de longueur 4.5 m et de 1 mm d’épaisseur. En bleu, le taux obtenu pour le coefficient d’inhomogénéité donné par l’équation (4.10) pour un solénoïde seul. En rouge, le taux obtenu par simulation pour un solénoïde seul.

Vérifions le rapport entre le champ magnétique généré au centre du solénoïde et le courant créé par le générateur de courant, que nous avons estimé à $586 \mu\text{T}/\text{A}$. La fluxgate 250 est placée au centre du dispositif magnétique et échantillonne les trois composantes du champ magnétique principal à la fréquence de 100 kHz pour chaque canal. Le programme d’acquisition moyenne ces échantillons et enregistre les valeurs moyennées sur 1 s. On mesure le champ magnétique afin de quantifier l’hystérésis de l’aimantation du dispositif. La figure 4.6 montre le résultat : une aimantation résiduelle de l’ordre de 50 nT a été observée, ce qui est relativement négligeable comparé au champ magnétique appliqué de l’ordre de plusieurs μT . De cette mesure est extrait le rapport $B_0/I = 591.1 \pm 0.6 \mu\text{T}/\text{A}$ qui est en bon accord avec la valeur calculée.

Jusqu’à présent, nous n’avons fait qu’estimer les inhomogénéités magnétiques induites par le solénoïde dans le blindage. Les inhomogénéités magnétiques résiduelles induites par le champ magnétique ambiant étant très difficiles à évaluer, il est nécessaire de mesurer le champ magnétique dans le dispositif. Le taux de dépolarisation magnétique pourra être déterminé pour n’importe quelle valeur de champ magnétique principal.

4.3.3 Stabilité temporelle du champ magnétique

Afin d’estimer la précision que nous aurons sur les mesures du champ magnétique dans le dispositif, nous avons étudié les instabilités du champ magnétique B_0 et des composantes transverses résiduelles à l’intérieur du dispositif induites à la fois par des fluctuations de courant dans le solénoïde et les variations de champ magnétique extérieur. Un courant d’environ 135 mA (soit $B_0 = 80 \mu\text{T}$) circule dans le solénoïde. Au centre du solénoïde sont placées les deux fluxgates.

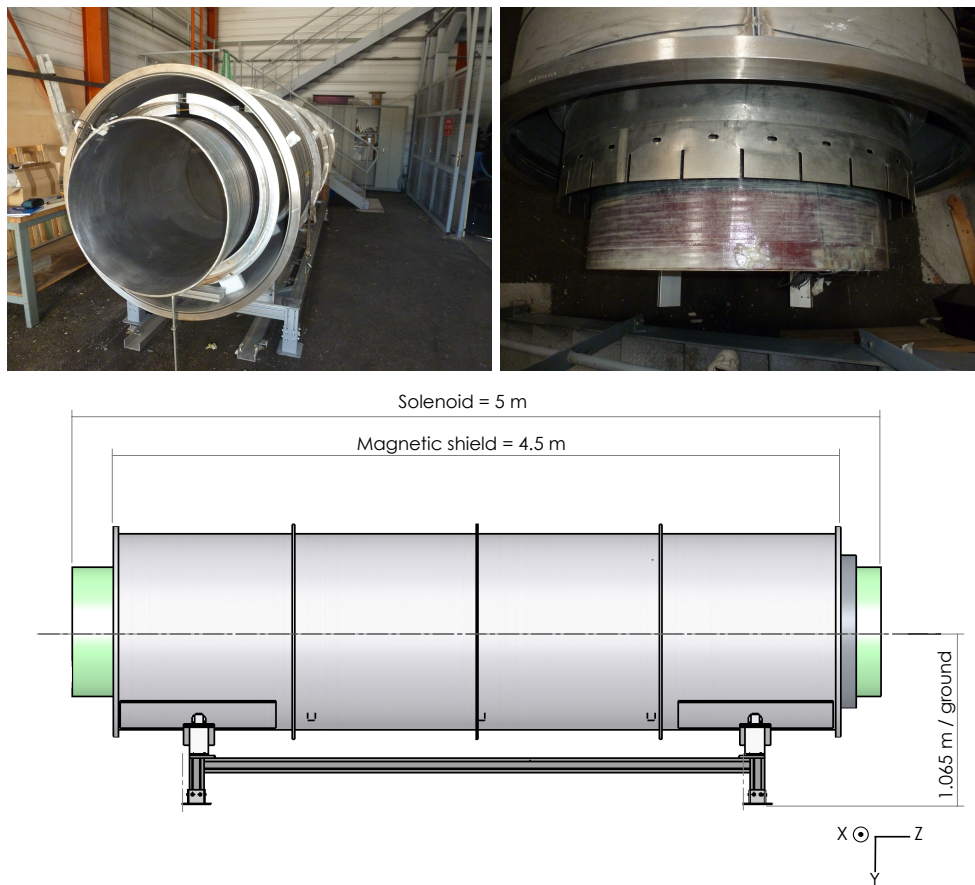


FIGURE 4.5 – Gauche : solénoïde inséré dans le blindage magnétique. Droite : Solénoïde et blindage en μ -métal vus du dessus. Bas : Schéma du dispositif magnétique avec la définition des axes d'orientation.

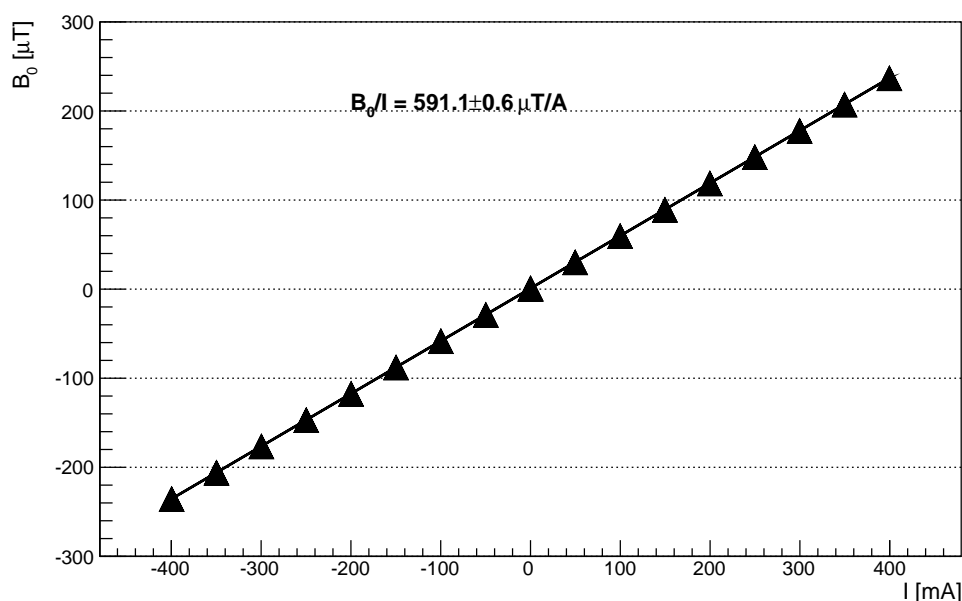


FIGURE 4.6 – Courbe d’hystérésis du blindage magnétique et du solénoïde. Un cycle d’amplitude de courant 400 mA est appliqué et des mesures régulières de 1 s pour chaque valeur de courant sont faites et représentées par un triangle.

L’écart-type d’Allan (voir Annexe D pour la définition) de la mesure du champ magnétique principal B_Z par la fluxgate 1 est donnée par la courbe noire de la figure 4.7. À 1 s, l’écart-type vaut 6 nT, ce qui est très bien pour des mesures courtes. Cependant, on observe que il augmente avec le temps d’intégration, ce qui signifie des dérives à long terme du champ magnétique B_0 . La courbe rouge correspond à l’écart-type d’Allan dans le cas où le champ magnétique est stabilisé par une boucle de rétroaction. On voit alors que l’écart-type à 1 s est d’environ 20 nT, ce qui est 3 – 4 fois plus grand que celui sans régulation du champ magnétique. Cette augmentation est due au fait que la boucle de rétroaction apporte une correction proportionnelle. En revanche, l’écart-type d’Allan du champ régulé est inversement proportionnel à la racine carrée du temps d’intégration, ce qui signifie que les fluctuations du champ magnétique principal sont du bruit blanc. À titre de comparaison, l’écart-type d’Allan des mesures de bruits sur le canal z de la fluxgate 1 (faites dans la Section 4.2.2) est représentée sur la figure 4.7. À courts temps, deux ordres de grandeurs séparent les écart-types d’Allan du bruit de la fluxgate et de l’instabilité du champ B_0 . On peut voir ainsi que pour la mesure du champ magnétique longitudinal, le bruit des fluxgates n’est pas limitant. Nous retenons de cette étude que, pour des mesures de champ magnétique très longues (typiquement plusieurs heures voire jours), il est donc plus intéressant de réguler le champ magnétique afin d’éviter des dérives. Dans le cas de mesures plus courtes (une dizaine de secondes), la précision sera meilleure avec un champ magnétique non régulé.

Concernant la stabilité des composantes transverses du champ magnétique B_0 , la figure 4.8 montre les écart-types d’Allan de ces directions pour les deux fluxgates lorsque le champ magnétique B_0 n’est pas régulé. L’écart-type à 1 s vaut moins de 0.5 nT, ce qui est bien mieux que pour le champ B_0 dans la figure 4.7 puisque les valeurs de champs magnétiques mises en jeu sont très différentes. De plus, les minima pour les directions transverses pour les deux fluxgates sont aux alentours de quelques secondes. En revanche, la différence entre les mesures de chaque composante par les deux magnétomètres présente un écart-type bien meilleur pour les temps

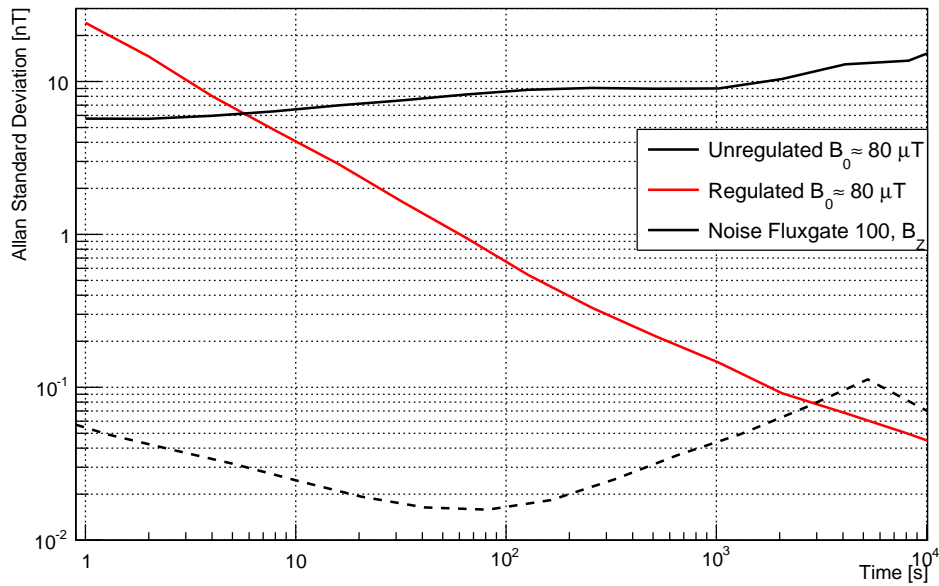


FIGURE 4.7 – Écart-type d’Allan de la composante principale du champ magnétique généré par le solénoïde sans régulation (trait continu noir) et avec régulation proportionnelle (rouge). À titre de comparaison, l’écart-type d’Allan de la direction z de la fluxgate 100 dans le blindage 3 couches est aussi donnée (tirets noirs).

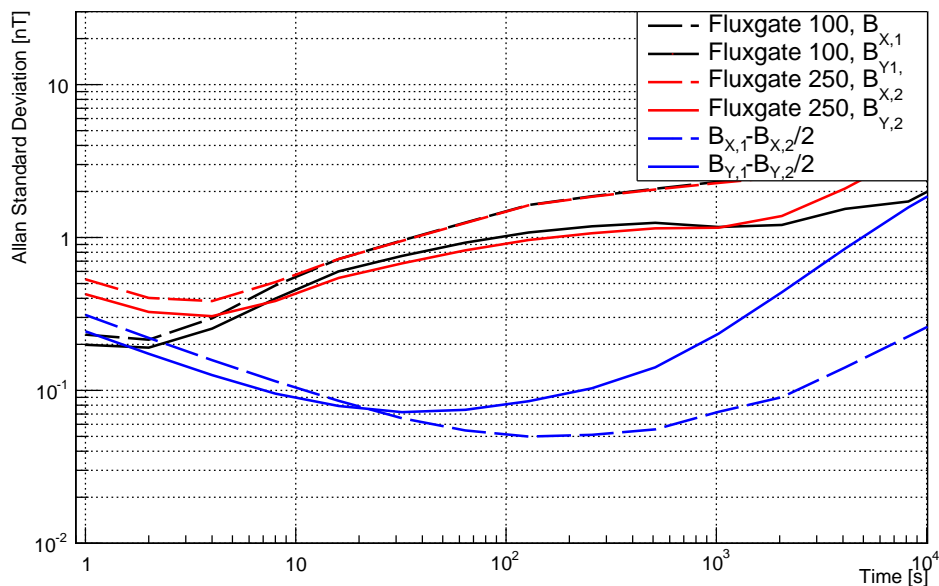


FIGURE 4.8 – Écart-type d’Allan des composantes transverses B_X et B_Y à la direction du champ magnétique principal pour les deux fluxgates. Les courbes en tirets correspondant à la direction B_X et les courbes continues à la direction B_Y . En noir, l’écart-type d’Allan de la fluxgate 1 ; en rouge, celle de la fluxgate 2 ; en bleu, celle de la différence entre les deux fluxgates.

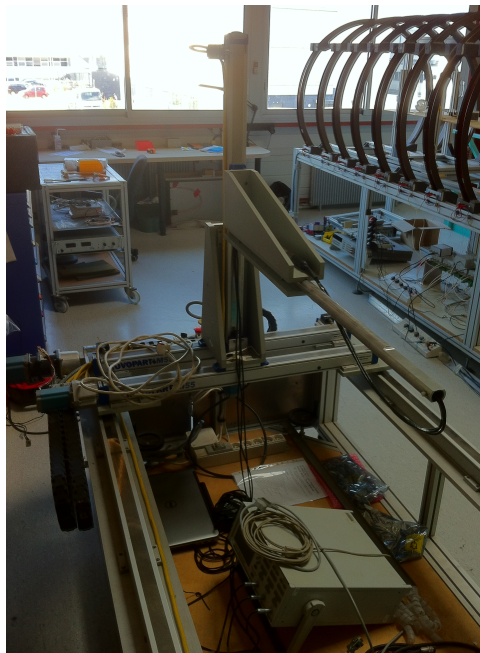


FIGURE 4.9 – Photo du robot qui permet de mesurer le champ magnétique au centre du dispositif magnétique.

plus longs, comme le montrent les courbes bleues de la figure 4.8 : l'écart-type d'Allan a un minimum pour des temps de plusieurs dizaines de secondes. Cela signifie que les fluctuations des composantes de champ magnétique sont corrélées entre les deux fluxgates et qu'une soustraction permet d'enlever ce bruit commun.

Pour conclure, si des mesures du champ magnétique transverse à la direction principale doivent être faites, l'utilisation combinée des deux fluxgates permet d'enlever les fluctuations du champ magnétique principal, rendant les mesures plus précises.

4.3.4 Mesures des inhomogénéités magnétiques

Afin de mesurer le champ magnétique au centre du solénoïde, un robot présenté sur la figure 4.9 a été utilisé. Celui-ci possède une tige de 3 m de long au bout de laquelle la fluxgate 100 est placée. Le robot peut déplacer le magnétomètre dans les trois directions de l'espace autour du centre géométrique du dispositif magnétique. Le magnétomètre enregistre le champ magnétique dans les trois directions à une fréquence d'échantillonnage de 100 kHz pendant 3 s.

Pour plusieurs valeurs de champ magnétique, des cartes de champ magnétique de 20 cm de côté et centrées sur le centre du dispositif magnétique sont générées par des mesures espacées de 5 cm, soit 125 points de mesures du champ magnétique dans les trois directions. La figure 4.10 montre une de ces cartes pour un champ magnétique principal de $10 \mu\text{T}$ dans le plan transverse à la direction Y pour $Y = 0$. Le gradient de la composante transverse $\frac{\partial B_x}{\partial X}$ vaut entre 1 et 2 nT/cm. Les cartes de champ magnétique ne présentent pas forcément de symétrie cylindrique et de symétrie par rapport au centre du dispositif, puisque le dispositif n'est pas parfait. En effet, une légère ovalisation du solénoïde ou une déformation de la forme du blindage peuvent amener des gradients linéaires au centre du dispositif.

Afin de prendre en compte et de paramétrer ces imperfections de symétrie, un dévelop-

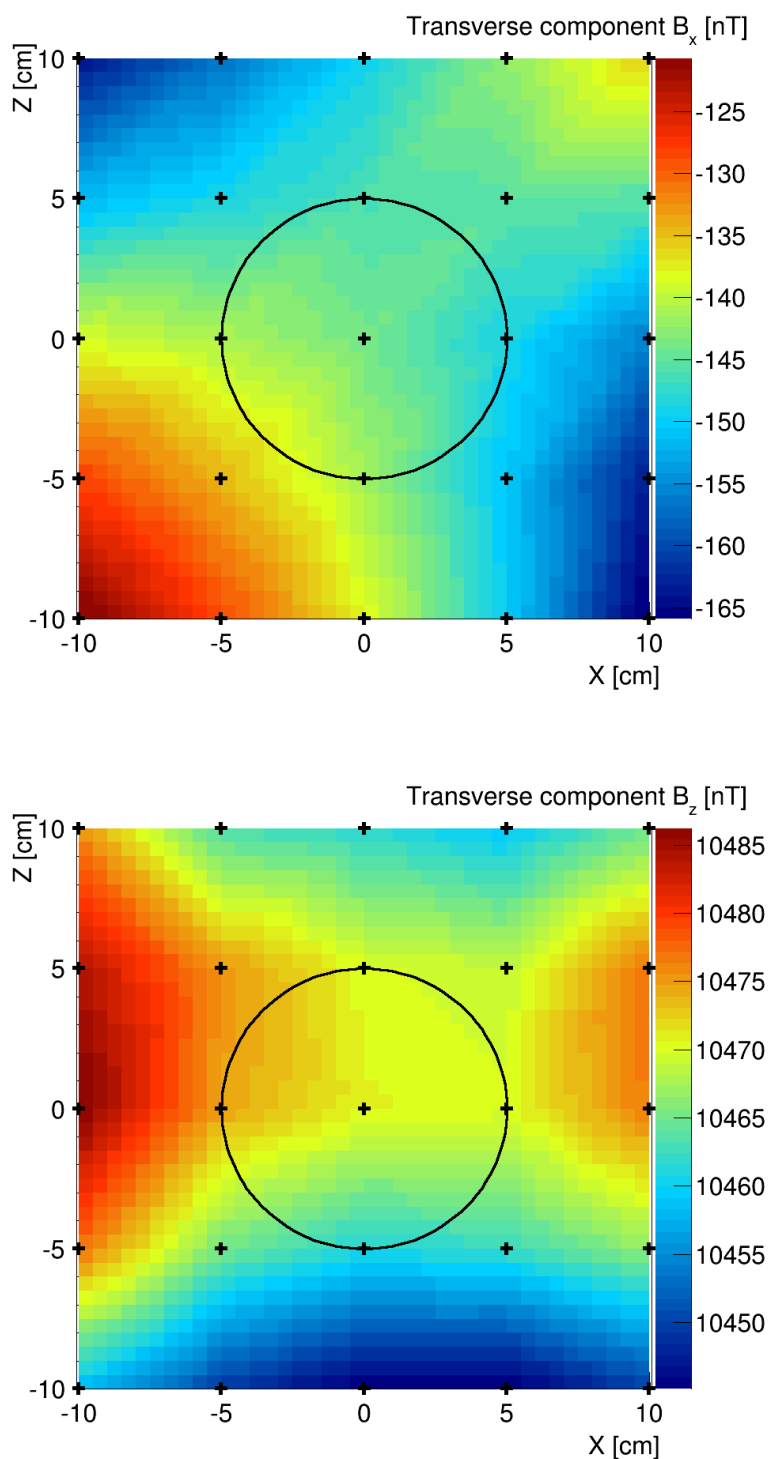


FIGURE 4.10 – Cartes de la composante B_X (en haut) et B_Z (en bas) du champ magnétique dans le plan perpendiculaire à l'axe Y en $Y = 0$. Les croix noires représentent la position des points de mesures du champ magnétique par le magnétomètre. Le cercle représente une cellule de diamètre typique de 10 cm.

pement d'ordre 2 du champ magnétique autour du centre du dispositif est utilisée. Comme il n'y a pas de courant dans le volume parcouru par la fluxgate, le champ magnétique \vec{B} dérive d'un potentiel magnétique scalaire ϕ_M , solution de l'équation $\Delta\phi_M = 0$. L'expression du champ magnétique \vec{B} s'obtient alors en calculant $\vec{B} = -\vec{\nabla}\phi_M$. Cette méthode, présentée dans l'Appendice E dans le cas d'un champ magnétique créé par un solénoïde, peut être généralisée pour des champs magnétiques quelconques ne possédant aucune symétrie particulière. Elle permet de prendre en compte les équations de Maxwell dans l'expression du champ magnétique au lieu d'utiliser une paramétrisation avec des coefficients redondants. Les trois composantes du champ magnétique s'écrivent alors :

$$B_X(X, Y, Z) = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_4X + \mathcal{H}_5Y + \mathcal{H}_7Z \quad (4.11)$$

$$+ \mathcal{H}_9X^2 - (\mathcal{H}_9 + \mathcal{H}_{11})Z^2 + \mathcal{H}_{10}2XY + \mathcal{H}_{11}Y^2 + \mathcal{H}_{13}2XZ + \mathcal{H}_{14}YZ,$$

$$B_Y(X, Y, Z) = \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_5X + \mathcal{H}_6Y + \mathcal{H}_8Z \quad (4.12)$$

$$+ \mathcal{H}_{10}X^2 - (\mathcal{H}_{10} + \mathcal{H}_{12})Z^2 + \mathcal{H}_{11}2XY + \mathcal{H}_{12}Y^2 + \mathcal{H}_{14}XZ + \mathcal{H}_{15}2YZ,$$

$$B_Z(X, Y, Z) = \mathcal{H}_3 - (\mathcal{H}_4 + \mathcal{H}_6)Z + \mathcal{H}_7X + \mathcal{H}_8Y$$

$$- (\mathcal{H}_9 + \mathcal{H}_{11})2XZ - (\mathcal{H}_{10} + \mathcal{H}_{12})YZ + \mathcal{H}_{13}X^2 \quad (4.13)$$

$$- (\mathcal{H}_{13} + \mathcal{H}_{15})Z^2 + \mathcal{H}_{14}XY + \mathcal{H}_{15}Y^2,$$

où $\mathcal{H}_1, \dots, \mathcal{H}_{15}$ sont les coefficients de la paramétrisation. Ces coefficients dépendent du courant I à l'intérieur du solénoïde.

Pour chaque valeur de champ magnétique, la carte obtenue avec le robot possède 125 points et la paramétrisation est faite avec les 15 coefficients $\mathcal{H}_i(I)$. Le champ magnétique en chaque point est alors calculé avec la relation :

$$\vec{B} = \hat{P}\mathcal{H}, \quad (4.14)$$

où \vec{B} correspond aux trois composantes de champ magnétique et \mathcal{H} au vecteur contenant les 15 paramètres de la régression. La matrice \hat{P} contient les positions spécifiques de la paramétrisation et s'écrit :

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} \vec{P}_X \\ \vec{P}_Y \\ \vec{P}_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & X & Y & 0 & Z & 0 & X^2 - Z^2 & 2XY & Y^2 - Z^2 & 0 & 2XZ & YZ & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & X & Y & 0 & Z & 0 & X^2 - Z^2 & 2XY & Y^2 - Z^2 & 0 & XZ & 2YZ \\ 0 & 0 & 1 & -Z & 0 & -Z & X & Y & -2XZ & -2YZ & -2XZ & -2YZ & X^2 - Z^2 & XY & Y^2 - Z^2 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Une manière de déterminer les paramètres \mathcal{H}_i est de minimiser l'écart quadratique du modèle avec les données. On définit pour cela l'écart au modèle $S(\mathcal{H})$:

$$S(\mathcal{H}) = \sum_{m=1}^N w_m \left\| \hat{P}_m \vec{\mathcal{H}} - \vec{B}_m \right\|^2, \quad (4.16)$$

où N est le nombre de mesures du champ magnétique (ici, $N = 125$) et w_m sont les poids affectés à chaque mesure du champ magnétique. Les paramètres \mathcal{H}_i sont optimum quand $S(\vec{\mathcal{H}})$ est minimum, ce qui correspond à l'équation $\vec{\nabla}S(\vec{\mathcal{H}}) = \vec{0}$. On obtient alors :

$$\mathcal{H} = \left[\sum_{i=1}^N w_i \left({}^t P_{X_i} P_{X_i} + {}^t P_{Y_i} P_{Y_i} + {}^t P_{Z_i} P_{Z_i} \right) \right]^{-1} \left(\sum_{m=1}^N w_m \left(B_{X_m}^t P_{X_m} + B_{Y_m}^t P_{Y_m} + B_{Z_m}^t P_{Z_m} \right) \right). \quad (4.17)$$

B_0 [μT]	$\sqrt{\langle g_{\perp}^2 \rangle}$ [nT/cm]	$\Gamma_{1m, \text{estimé}}$ [h^{-1}]
2.05	2.42	9.2×10^{-3}
10.47	2.47	3.7×10^{-4}
21.20	2.63	1.0×10^{-4}
83.81	4.21	1.7×10^{-5}

TABLE 4.2 – Résultats des cartographies de champs magnétiques. Les taux de dépolarisation ont été calculés pour une cellule de 5 cm de rayon remplie d'un bar de gaz d'hélium.

Ainsi, pour chaque carte de champ magnétique, on détermine le jeu de paramètres \mathcal{H} .

Afin d'estimer le taux de dépolarisation longitudinal induit par ces inhomogénéités magnétiques, le gradient transverse carré moyen $\langle g_{\perp}^2 \rangle$ est calculé à partir des paramètres \mathcal{H}_i . Dans le cas d'une cellule sphérique de rayon R , cette moyenne vaut :

$$\begin{aligned}
\langle g_{\perp}^2 \rangle &= \left\langle \left(\frac{\partial B_X}{\partial X} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial B_X}{\partial Y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial B_X}{\partial Z} \right)^2 \right\rangle \\
&+ \left\langle \left(\frac{\partial B_Y}{\partial X} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial B_Y}{\partial Y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial B_Y}{\partial Z} \right)^2 \right\rangle \\
&= \mathcal{H}_4^2 + 2\mathcal{H}_5^2 + \mathcal{H}_6^2 + \mathcal{H}_7^2 + \mathcal{H}_8^2 \\
&+ \frac{4R^2}{5} \left[\mathcal{H}_9 + (\mathcal{H}_9 + \mathcal{H}_{11})^2 + 3\mathcal{H}_{10}^2 + (\mathcal{H}_{10} + \mathcal{H}_{12})^2 \right. \\
&+ \left. 3\mathcal{H}_{11}^2 + \mathcal{H}_{12}^2 + 2\mathcal{H}_{13}^2 + \mathcal{H}_{14}^2 + 2\mathcal{H}_{15}^2 \right].
\end{aligned} \tag{4.18}$$

4.3.5 Dépolarisation magnétique totale Γ_m

Nous avons cartographié le champ magnétique au centre du dispositif magnétique pour 4 valeurs de champ principal B_0 (2, 10, 20, 80 μT). Les gradients transverses carrés moyens et les taux de relaxation (3.34) associés obtenus sont présentés dans la table 4.2. La figure 4.11 montre le taux de relaxation longitudinal estimé à partir des cartographies de champs magnétiques. On voit tout d'abord que les inhomogénéités magnétiques sont suffisamment faibles à faible champ magnétique pour avoir un T_1 d'environ 100 h. La table 4.2 donne des gradients transverses relatifs $\langle g_{\perp}^2 \rangle / B_0^2 \leq 7.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond aux objectifs (4.4). Remarquons aussi que le taux Γ_1 que l'on a estimé est inversement proportionnel à B_0^2 , ce qui signifie que les inhomogénéités magnétiques sont principalement dues aux inhomogénéités indépendantes du solénoïde. Á faible champ magnétique, nous sommes donc limités par les inhomogénéités extérieures qui ne sont pas suffisamment atténuées par le blindage magnétique. Aussi, cette mesure ne nous permet pas de déterminer les inhomogénéités induites par les imperfections du solénoïde.

Pour conclure, nous avons à notre disposition un environnement magnétique qui présente peu d'inhomogénéités. Le champ magnétique au centre du dispositif est ajustable de quelques μT jusqu'à 1.5 mT avec une bonne stabilité temporelle. Enfin, deux magnétomètres permettent de mesurer le champ magnétique avec des précisions de l'ordre de 50 pT pour une mesure de 1 s. Il est donc possible d'utiliser cet environnement pour étudier la dépolarisation de cellules d'hélium 3 polarisé dans un champ magnétique très homogène d'intensité variable.

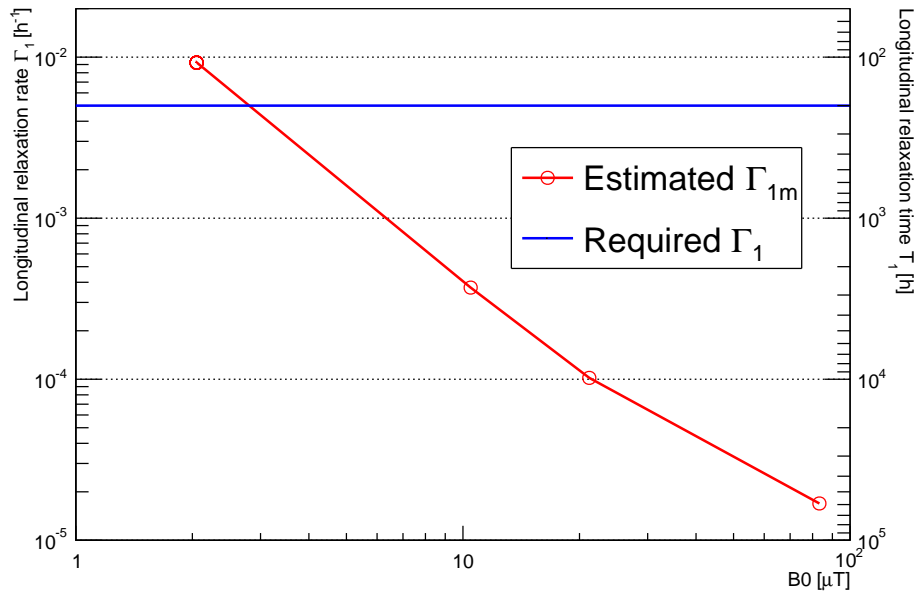


FIGURE 4.11 – Estimation du taux de relaxation longitudinal magnétique pour une cellule remplie avec 1 bar d’hélium en fonction du champ magnétique principal appliqué (en rouge). Le taux de relaxation magnétique requis par la condition (4.4) est représenté par la courbe bleue.

4.4 Polarimétrie par mesure du champ magnétique généré par la cellule

L’objectif de l’expérience est la mesure du taux de dépolarisation longitudinal d’une cellule sphérique contenant de l’hélium 3 hyperpolarisé à plusieurs bars en fonction du champ magnétique dans laquelle elle est immergée. De plus, nous voulons nous affranchir de la dépolarisation induite par les inhomogénéités magnétiques et être sensibles aux autres contributions, par exemple, à une interaction de courte portée.

Nous décrivons ici la méthode et le dispositif expérimental de mesure de la polarisation et du taux de dépolarisation de cette cellule. La technique permettant d’inverser la polarisation du gaz sera aussi présentée.

4.4.1 Description du dispositif et procédure de mesure

À cause de l’hyperpolarisation et de la forte pression du gaz d’hélium 3, la cellule se comporte comme un matériau aimanté qui génère un champ magnétique mesurable. Le champ magnétique généré au point \vec{r} à l’extérieur d’une sphère aimantée de volume V immergée dans un champ magnétique B_0 aligné avec \vec{e}_z est de la forme :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\vec{e}_r \cdot (\vec{e}_r \cdot \vec{\mu}) - \vec{\mu}}{r^3}, \quad (4.19)$$

avec $\vec{e}_r = \vec{r}/|\vec{r}|$, $\vec{\mu} = \mu_{\text{He}} P n V \vec{e}_z$ le moment magnétique de la cellule³ exprimé en A m^2 , n la densité d’atomes polarisés et P la polarisation moyenne des atomes dans la cellule. Afin d’obtenir

3. On peut aussi parler de quantité de moments magnétiques. La densité d’aimantation exprimée en A/m correspond au nombre de moments magnétique par unité de volume.

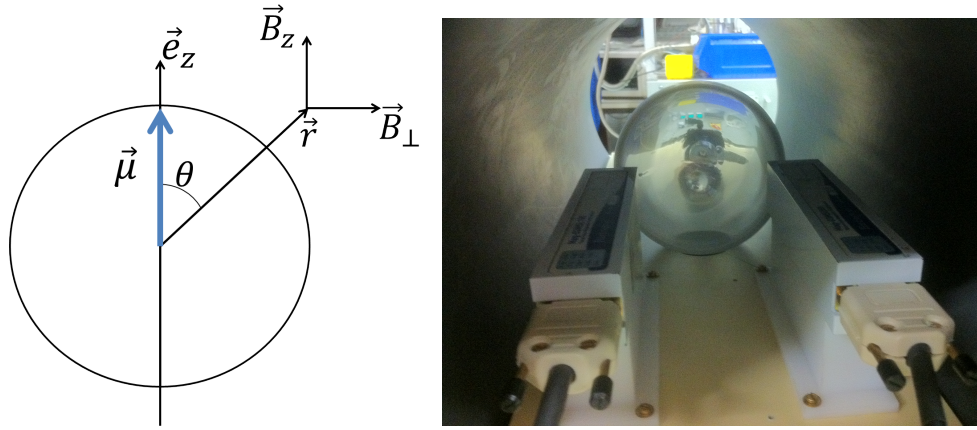


FIGURE 4.12 – (Gauche) Schéma représentant la cellule sphérique contenant l'hélium 3 de moment magnétique $\vec{\mu}$. (Droite) Photo de la disposition des deux fluxgates avec une cellule sphérique de 10 cm de diamètre.

la polarisation de l'échantillon et d'en extraire la constante de dépolarisation, il est possible de mesurer directement ce champ magnétique proportionnel à la pression et à la polarisation, grâce aux deux magnétomètres à notre disposition. Ces derniers sont placés au plus proche de la cellule de telle sorte à maximiser le champ magnétique vu par les senseurs.

Pour obtenir le positionnement optimal des fluxgates, on écrit les composantes radiale B_{\perp} et longitudinale B_z du champ magnétique généré par la cellule à partir de (4.19) :

$$B_{\perp} = 3 \frac{\mu_0 \mu \sin \theta \cos \theta}{4\pi r^3} = \frac{3\mu_0 \sin 2\theta}{8\pi r^3}, \quad (4.20)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 \mu (3 \cos^2 \theta - 1)}{4\pi r^3}, \quad (4.21)$$

où θ est l'angle entre la direction du champ magnétique B_0 et le vecteur \vec{r} , comme représenté sur la figure 4.12. Typiquement, pour une polarisation de 70% du gaz à 1 bar, le champ magnétique à la surface du gaz dans la direction transverse vaut environ 110 nT. Les senseurs des magnétomètres sont placés de façon à annuler $3 \cos^2 \theta - 1$ et donc la composante longitudinale, c'est-à-dire avec $\theta = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 55,7^\circ$ pour la fluxgate 1 et $\theta = \pi - \arccos \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 124,3^\circ$ pour la fluxgate 2⁴. De cette façon, l'axe x des magnétomètres est aligné avec la direction Z du solénoïde et l'axe z des fluxgates est aligné avec la direction X du dispositif (voir figure 4.5). Remarquons qu'avec cette disposition, les champs magnétiques mesurés par les fluxgates sont de signe opposé. Pour mesurer le champ magnétique généré par la cellule, nous faisons la différence $b_1 - b_2$ entre les deux composantes z des fluxgates. Comme nous l'avons montré dans la section 4.3.3, les fluctuations des composantes transverses du champ magnétique principal seront supprimées pour des temps courts. Cependant, sur des temps longs, des fluctuations du champ magnétique résiduel de quelques nT sur quelques heures sont à attendre (voir figure 4.8) à l'origine d'une imprécision dans la mesure de la polarisation. Aussi, les magnétomètres possèdent leurs offsets propres qui vont s'ajouter au champ magnétique résiduel. La différence entre les mesures des deux fluxgates n'est donc pas suffisante pour extraire le champ magnétique et donc la polarisation relative de la cellule.

4. Même si le champ magnétique radial n'est pas maximal (il est, en effet, maximal lorsque $\theta = 45^\circ$), l'écart entre ses valeurs pour les deux positions est négligeable (de l'ordre de 6%).

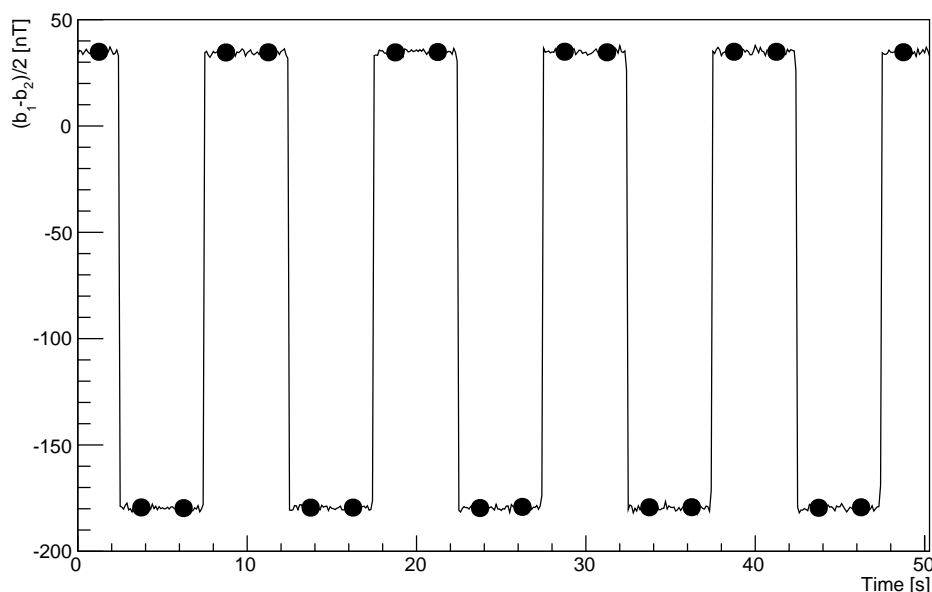


FIGURE 4.13 – Séquences typiques de mesure de la différence entre les voies des deux fluxgates pour une cellule sphérique de 5 cm de rayon remplie avec 4 bar d'hélium 3 polarisé à 70 %. La durée τ de chaque mesure est 2.5 s.

Pour séparer la contribution de la cellule des composantes ne dépendant pas de la polarisation du gaz, nous proposons d'inverser périodiquement la polarisation de la cellule en utilisant la méthode d'inversion adiabatique des spins. Nous avons choisi $B_0 = 80 \mu\text{T}$ comme valeur de champ magnétique principal pour la mesure de la polarisation afin d'être dans la gamme de mesure des deux fluxgates. La figure 4.13 montre 5 séquences de mesure typiques pour $\tau = 2.5$ s. Une séquence de mesure est composée de 3 étapes. Nous mesurons durant un temps τ le champ magnétique transverse à la direction du champ magnétique principal avec les deux magnétomètres. Puis nous inversons la polarisation et nous mesurons le champ magnétique durant 2τ . Enfin, une nouvelle inversion de la polarisation est faite et nous mesurons le champ magnétique durant τ . Cette séquence de mesure nommée *séquence $\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow$* (lire "séquence up-down-down-up") permet d'extraire le champ magnétique généré par la cellule. Elle contient donc deux inversions de polarisation. L'ordre de grandeur du champ magnétique extrait est la centaine de nT pour une cellule de 10 cm de diamètre à une pression de 4 bar et à 70 % de polarisation. Cette grande valeur de champ magnétique mesurable avec les fluxgates valide la méthode de mesure de la polarisation choisie.

4.4.2 L'inversion adiabatique des spins

La manipulation des spins consiste à utiliser des champs magnétiques radiofréquences orthogonaux au champ de maintien. Si la fréquence du champ oscillant (ou tournant) ω correspond à la fréquence de Larmor ω_0 , dans le référentiel tournant à ω_0 , les spins vont précesser autour du champ transverse. On peut alors selon la durée du champ transverse induire des basculements collectifs de spins. Cette technique dite de Rabi est très largement utilisée en RMN. Pour obtenir un renversement parfait des spins (pulse π), il est donc nécessaire que les fréquences ω et ω_0 soient égales. Dans notre système, le champ magnétique B_0 n'est pas suffisamment contrôlé pour

permettre l'utilisation de pulses π . Il faut donc utiliser une autre technique appelée *inversion adiabatique rapide* (adiabatic fast passage ou AFP), proposée par Luschikov en 1970 [Luschikov et Taran(1984)]. Regardons maintenant comme les spins sont inversés lors d'une séquence $\uparrow\downarrow\uparrow$ grâce à la méthode d'inversion adiabatique des spins.

4.4.2.1 Principe

La méthode d'inversion adiabatique des spins consiste à appliquer sur les atomes polarisés un champ magnétique oscillant transversalement au champ principal avec un balayage en fréquence autour de la fréquence de Larmor. On suppose que les atomes polarisés sont dans un champ magnétique $\vec{B}_0(t) = B_0(t)\vec{e}_z$ supposé homogène. On applique alors un champ transverse oscillant orthogonalement à \vec{e}_z à la fréquence ω . Le champ total dans le référentiel du laboratoire est :

$$\vec{B}(t) = B_0(t)\vec{e}_z + B_1(t)\cos\omega t\vec{e}_x. \quad (4.22)$$

Les spins suivent alors l'équation de Bloch :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\vec{B}(t) \times \vec{M}. \quad (4.23)$$

Dans le référentiel tournant à la fréquence ω autour de l'axe \vec{e}_z , le champ effectif vu par les particules est :

$$\vec{B}_{\text{eff}}(t) = \left(B_0(t) - \frac{\omega(t)}{\gamma} \right) \vec{e}_z + B_1(t)\vec{e}_x. \quad (4.24)$$

On peut alors définir l'angle α entre la polarisation initiale des particules (alignée avec le champ \vec{B}_0) et la direction du champ magnétique $\vec{B}_{\text{eff}}(t)$ par :

$$\alpha(t) = \arctan \left(\frac{B_1(t)}{B_0(t) - \omega(t)/\gamma} \right). \quad (4.25)$$

En faisant varier suffisamment lentement la fréquence ω (ou le champ B_0), l'angle α variera lui aussi lentement. Si les variations sont suffisamment faibles, les spins des particules vont rester alignés avec le champ magnétique effectif : on dit qu'ils vont suivre *adiabatiquement* le champ magnétique. Si, de plus, la quantité $B_0 - \omega/\gamma$ change de signe, on aura procédé à un basculement des spins. On définit τ_{SF} la durée totale de la procédure d'inversion des spins.

La qualité d'un basculement des spins est caractérisée par deux quantités :

1. l'amplitude des angles de basculement. Pour avoir un basculement total, il faut que les angles $\alpha_{\text{min}} = \alpha(t = 0)$ et $\alpha_{\text{max}} = \alpha(t = \tau_{\text{SF}})$ tendent respectivement vers 0 et π . Si ces deux angles ne tendent pas vers leurs valeurs optimales, la procédure ne donnera qu'un basculement incomplet et donc une perte de polarisation. Pour remédier à cela, les amplitudes initiale et finale du champ magnétique oscillant doivent être nulles.
2. la vitesse de basculement des spins. On la définit comme :

$$\dot{\alpha} = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{\gamma\dot{B}_1(\gamma B_0 - \omega) - (\gamma\dot{B}_0 - \dot{\omega})\gamma B_1}{(\gamma B_0 - \omega)^2 + (\gamma B_1)^2}, \quad (4.26)$$

\dot{B} désignant la dérivée temporelle de B .

On peut alors définir le *paramètre d'adiabaticité* A comme le rapport entre le champ dans le référentiel tournant et la vitesse de basculement :

$$A = \frac{\gamma B_{\text{eff}}(t)}{\dot{\alpha}(t)}. \quad (4.27)$$

Si le paramètre d'adiabaticité A est très grand devant 1, on peut interpréter cela comme la condition pour que les particules puissent faire un grand nombre de tour de précession avant de basculer : elles suivent alors adiabatiquement le champ magnétique effectif.

De la forme du dénominateur dans l'expression de l'angle α donnée par Eq. (4.25), on voit qu'il y a deux façons de basculer des particules : (i) en faisant varier la valeur du champ B_0 , (ii) en faisant varier la fréquence ω du champ oscillant. D'un point de vue de sa simplicité, la technique (i) est adaptée dans les expériences utilisant des neutrons ultra-froids comme les mesures de l'EDM du neutron [Pierre(2012)] ou de l'asymétrie de la désintégration β du neutron libre [Holley *et al.*(2012)]. Dans un champ magnétique B_0 , les neutrons passent à travers un champ magnétique oscillant à la fréquence de Larmor et le changement de fréquence se fait en appliquant un gradient de champ magnétique statique.

Dans notre expérience, nous utilisons la méthode (ii) en appliquant un champ magnétique transverse oscillant dont le profil temporel est continu et commence et finit à 0. La technique (ii) est plus souvent utilisée dans les expériences de résonance magnétique nucléaire et convient parfaitement aux dispositifs où les spins à inverser sont confinés. Les paramètres à ajuster et optimiser dans cette méthode sont donc la fréquence au milieu du pulse, la forme de l'enveloppe du champ oscillant transverse $B_1(t)$, et notamment son amplitude maximale $B_{1,\text{max}}$, la vitesse de balayage de la fréquence $\dot{\omega}(t) = \frac{d\omega(t)}{dt}$ et la durée du pulse τ_{SF} .

Concernant le profil du champ radiofréquence, nous n'utiliserons que des formes polynomiales du type :

$$B_1(t) = B_{1,\text{max}} \left(\frac{2t}{\tau_{\text{SF}}} \right)^n \left(2 - \frac{2t}{\tau_{\text{SF}}} \right)^n, \quad (4.28)$$

où n est l'ordre du polynôme. Cette forme a été choisie pour sa simplicité et ses bonnes performances générales. D'autres profils de pulse peuvent être utilisés comme la fonction de Gauss [McKetterick *et al.*(2011)] ou la fonction sinus [Kupce et Freeman(1995)] (pour une présentation des profils utilisés en résonance magnétique, voir [Tannús et Garwood(1997)]).

La forme du balayage en fréquence peut être ajustée afin de maximiser le paramètre d'adiabaticité, garant de l'efficacité de l'inversion des spins. En choisissant une forme appropriée, il est notamment possible d'avoir un paramètre d'adiabaticité constant [Kupce et Freeman(1996)]. Par simplicité, dans notre expérience, la fréquence angulaire est balayée linéairement de façon à ce que la fréquence médiane corresponde à la fréquence de Larmor des spins dans le champ magnétique B_0 . Nous verrons dans la suite qu'avec ce choix, les performances du dispositif d'inversion sont satisfaisantes.

4.4.2.2 Dispositif expérimental et déformation du pulse de spin-flip

Le champ magnétique oscillant est créé par un solénoïde, appelé "bobine de spin-flip", de 50 cm de long et 25 cm de diamètre composée de 50 tours de fils de cuivre. Cette bobine principale possède aussi 11 enroulements supplémentaires à chaque bout pour améliorer le champ magnétique généré par la bobine principale. La résistance de l'ensemble est de 1.8 Ω et son inductance est de 1.48 mH. Un condensateur est ajouté en série de la bobine : sa capacité est ajustée à 2.54 μF de telle sorte que le circuit composé de la bobine de spin-flip et du

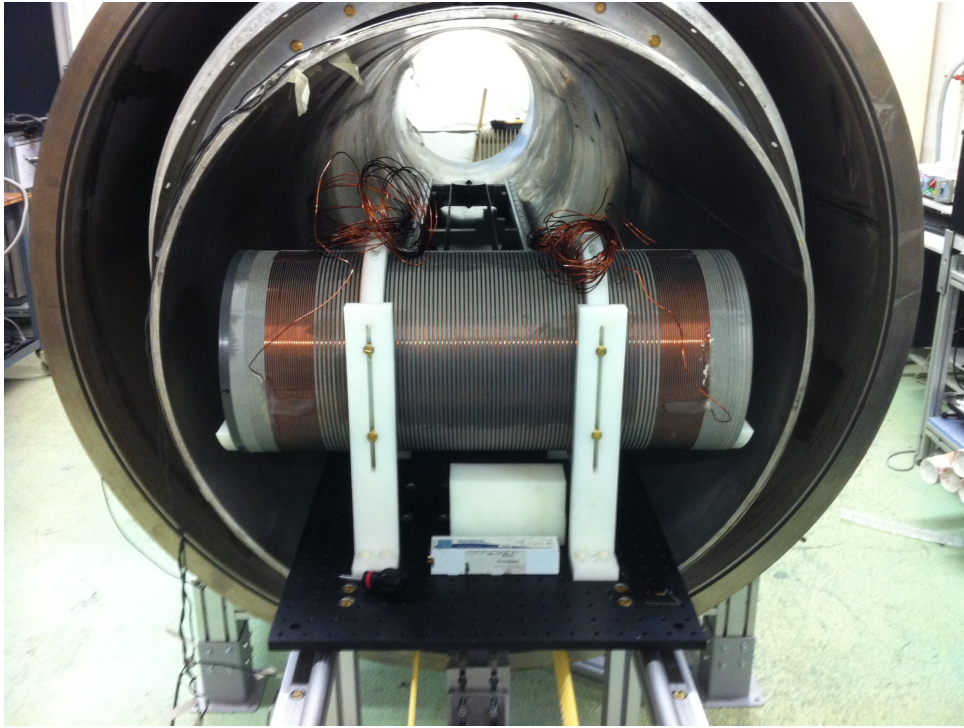


FIGURE 4.14 – Bobine de spin-flip permettant de générer le champ magnétique oscillant pour l'inversion adiabatique des spins. Il est posé sur le chariot déplaçable le long de l'axe du solénoïde.

condensateur résonne à la fréquence de Larmor des spins de 2.59 kHz pour $B_0 = 80 \mu\text{T}$. Les courants nécessaires pour réaliser les inversions étant très grands (de l'ordre de 0.5 A), la forme du signal est générée par la carte d'acquisition NI-PCI6251 à la fréquence de 10^6 échantillons/s et amplifiée en tension par un amplificateur alimenté en ± 15 V. Cet amplificateur sert alors de générateur de courant pour le circuit résonant. Ce circuit va cependant induire une déformation du courant dans la bobine.

Afin d'éviter une trop grande déformation du signal, une résistance de 20Ω est ajoutée en série afin d'obtenir un facteur de qualité d'environ 1. La figure 4.15 montre la fonction de transfert totale du dispositif composé de l'amplificateur de tension et du circuit résonant. Le gain du dispositif G , le facteur de qualité Q et la fréquence de résonance f_R du circuit sont extraits de cette courbe via la forme théorique de la norme de fonction de transfert d'un circuit RLC avec gain :

$$|H(f)| = \frac{G}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{f}{f_R} - \frac{f_R}{f} \right)^2}}. \quad (4.29)$$

Le facteur de qualité est proche de 1, le gain en tension est de 1.86 et la fréquence de résonance est d'environ 2.6 kHz. On vérifie ainsi que le dispositif est bien accordé aux valeurs que nous souhaitons.

La présence de ce circuit résonant déforme le signal (4.28) généré pour inverser les spins. La figure 4.16 montre le signal généré par la carte d'acquisition et le courant circulant dans le circuit résonant. L'amplitude du champ magnétique à la résonance est d'environ $55 \mu\text{T}$ pour une amplitude de signal de 11 V en sortie de la carte d'acquisition. La déformation du signal dépend de la bande passante du circuit et donc de son facteur de qualité, comme le montre la

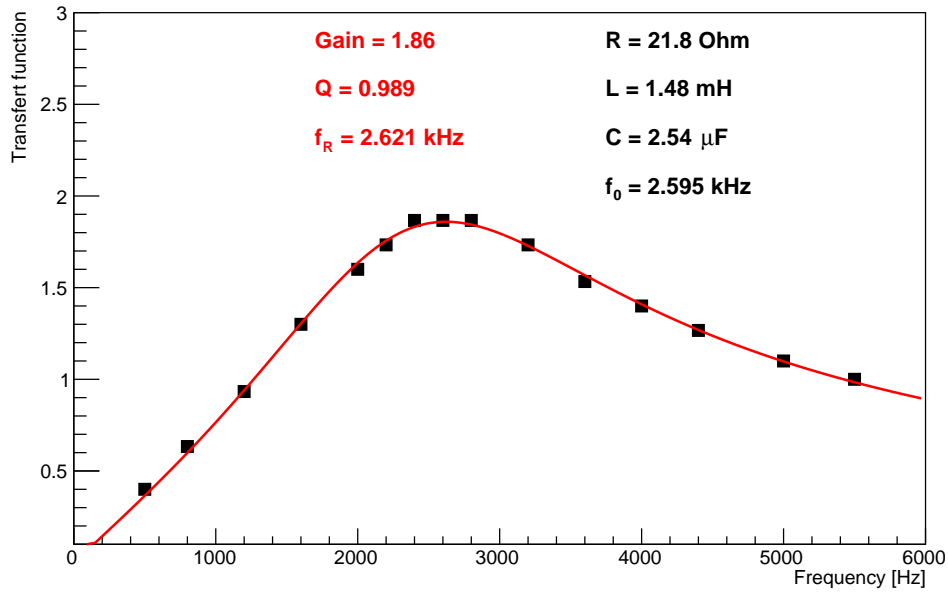


FIGURE 4.15 – Fonction de transfert du dispositif d'inversion des spins constitué de l'amplificateur de tension et du circuit résonant incluant la bobine de spin-flip. En noir, les données expérimentales. En rouge, un ajustement par (4.29). On estime alors $G = 1.86$, $Q = 0.989$ et $f_R = 2.621$ kHz.

figure 4.16. Avec un facteur de qualité d'environ 1, cette déformation n'est pas problématique. En revanche, le circuit résonant diminue l'amplitude du signal de sortie à cause du balayage en fréquence.

Nous présenterons, dans la Section 4.4.2.4, l'influence de cette déformation sur l'efficacité du pulse de façon empirique. Nous essayerons aussi d'optimiser la forme initiale du pulse.

4.4.2.3 L'effet "Maser"

Couplage entre le moment magnétique de la cellule et le circuit résonant. Pour une pression d'hélium de 1 bar et une polarisation de 70 %, le moment magnétique de la cellule vaut 1.9×10^{-4} A m². Du fait du fort facteur de qualité de notre dispositif et de la proximité entre la fréquence de Larmor des spins du gaz et la fréquence de résonance du circuit RLC, un couplage entre ce moment magnétique et le circuit résonant via la bobine de spin-flip peut apparaître.

Afin d'étudier l'influence de ce couplage sur l'évolution des spins, écrivons l'équation de Bloch pour le moment magnétique M de la cellule dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\vec{M} \times \vec{B}_1 - \frac{M_x\vec{e}_x + M_y\vec{e}_y}{T_2} - \frac{M_z\vec{e}_z}{T_1}, \quad (4.30)$$

où T_1 et T_2 sont les temps de relaxation longitudinal et transverse de la magnétisation de l'hélium 3, \vec{B}_1 la perturbation magnétique dans le référentiel tournant à la fréquence de Larmor et D le coefficient de diffusion de l'hélium 3. On pose la quantité : $M_{\pm} = M_x \pm iM_y$ et on obtient le système d'équation :

$$\frac{dM_+}{dt} = i\gamma M_z B_{1+} - \frac{M_+}{T_2}, \quad (4.31)$$

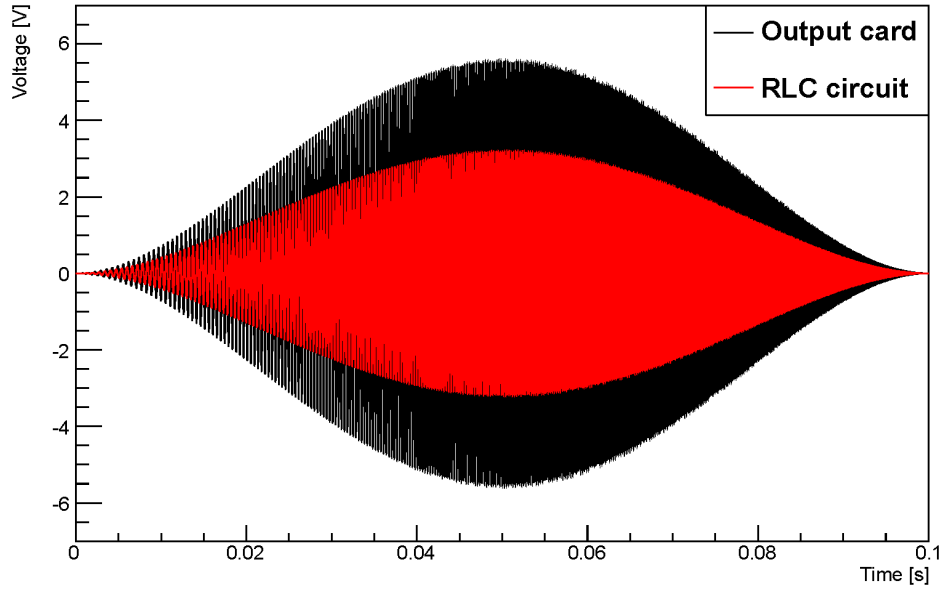


FIGURE 4.16 – Signal généré par la carte d’acquisition (noir) et signal déformé par le circuit résonant (rouge).

$$\frac{dM_z}{dt} = i\frac{\gamma}{2} (M_+ B_{1+}^* - M_+^* B_{1+}) - \frac{M_z}{T_1}. \quad (4.32)$$

La composante M_- ne présente que peu d’intérêt puisqu’elle tourne en opposition de phase avec le champ B_1 . La résolution de l’équation (4.31) permet d’avoir des informations sur l’évolution de la composante transverse tournante dans le même sens que les spins et permet de mettre en avant des effets de "décroissance radiative" ou d’effet Maser associés à un décalage de la fréquence de précession des spins [Baudin(2010)]. La deuxième équation donne l’évolution de la magnétisation longitudinale : c’est le terme qui nous intéresse dans le cas d’un renversement des spins.

On définit le rapport $\beta = \frac{2B_{1+}}{i_+}$ avec i_+ le courant en phase avec le champ magnétique tournant à la fréquence ω_0 ainsi que le facteur de remplissage $\eta = \frac{\int_V B_{\perp}^2 dV}{\int_{\mathbb{R}^3} B^2 dV}$ correspondant au rapport entre la puissance magnétique émise par la bobine à l’intérieur de la cellule transversalement à la direction \vec{e}_z sur celle émise dans tout l’espace. Pour un échantillon petit devant la taille de la bobine, le champ magnétique B_{\perp} est quasiment uniforme à travers toute la cellule, on a donc

$$\int_V |B_{\perp}|^2 dV \approx \beta^2 I^2 V, \quad (4.33)$$

où I est le courant circulant dans la bobine. L’énergie magnétique émise par la bobine vaut :

$$E = \frac{1}{2} L I^2 = \frac{1}{2\mu_0} \int_{\mathbb{R}^3} B_1^2 dV. \quad (4.34)$$

On peut alors relier η et β via la relation :

$$\eta = \frac{\beta^2 V}{\mu_0 L}. \quad (4.35)$$

On définit l'impédance du circuit RLC : $Z = R + i(L\omega - \frac{1}{C\omega})$. Dans le cas de bobines grandes devant la taille de l'échantillon, la force électromotrice aux bornes du circuit RLC vaut ⁵ :

$$e_+ = Zi_+ = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d(\beta M_+)}{dt} = i\omega_0\beta M_+ \quad (4.36)$$

donnant alors :

$$\gamma B_{1+} = \frac{i\omega_0\beta^2\gamma}{2Z} M_+ \quad (4.37)$$

On peut alors exprimer les équations (4.31) et (4.32) uniquement avec les composantes d'aimantation dans le référentiel tournant à la fréquence ω_0 :

$$\frac{dM_+}{dt} = -\left(\frac{\gamma^2\beta^2 B_0 M_z}{2R} + \frac{1}{T_2}\right) M_+, \quad (4.38)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = i\frac{M_+}{2} \left(\frac{-i\omega_0\beta^2\gamma}{2Z^*}\right) M_+^* - i\frac{M_+^*}{2} \left(\frac{i\omega_0\beta^2\gamma}{2Z}\right) M_+ - \frac{M_z}{T_1} = \frac{\omega_0\beta^2\gamma}{4} \frac{Z + Z^*}{|Z|^2} M_\perp^2 - \frac{M_z}{T_1}, \quad (4.39)$$

avec $M_\perp^2 = M_x^2 + M_y^2 = M_+ M_+^*$. Le circuit est en résonance avec les moments magnétiques puisque la fréquence ω_0 du signal envoyé par les spins dans la bobine est très proche de la fréquence de résonance du circuit (en première approximation), on peut donc écrire l'équation (4.39) :

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{\omega_0\beta^2\gamma}{2R} M_\perp^2 - \frac{M_z}{T_1}. \quad (4.40)$$

Les équations (4.38) et (4.40) sont des équations différentielles du premier ordre non linéaires.

Étudions l'équation (4.40) et notamment les évolutions spontanées de la polarisation longitudinale. Le taux d'évolution de la magnétisation transverse est :

$$\Gamma_+ = \frac{\gamma^2\beta^2 B_0 M_z}{2R} + \frac{1}{T_2} = AM_z + \frac{1}{T_2}. \quad (4.41)$$

Considérons le cas où, à l'instant initial, l'aimantation n'est pas totalement alignée avec l'axe \vec{e}_z (i.e. $M_z, M_+ \neq 0$) (on va supposer que B_0 est positif tout en gardant à l'esprit que le cas $B_0 < 0$ est tout aussi traitable). Nous négligerons la dépolarisation longitudinale naturelle Γ_1 dont l'échelle de temps ($T_1 \approx 100$ h) est très grande devant celle des effets non linéaires AM_z que nous cherchons à voir. Nous obtenons :

$$\frac{dM_+}{dt} = -\left(AM_z + \frac{1}{T_2}\right) M_+ \quad (4.42)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = AM_\perp^2 \quad (4.43)$$

Plusieurs cas se présentent :

- Si $M_z(0)$ et B_0 sont de même signe (i.e. positifs), A est positif (Γ_+ aussi), ce qui donne $\frac{dM_z}{dt} \geq 0$. L'aimantation longitudinale "augmente" : s'il y a de la magnétisation transverse, on a une conversion de l'aimantation transverse en aimantation longitudinale. De plus, M_+ diminue tout le temps. On est dans une *état de spin stable*.

5. On a écrit que le flux généré par les spins est proportionnel au nombre de moments magnétiques (et non à la densité d'aimantation).

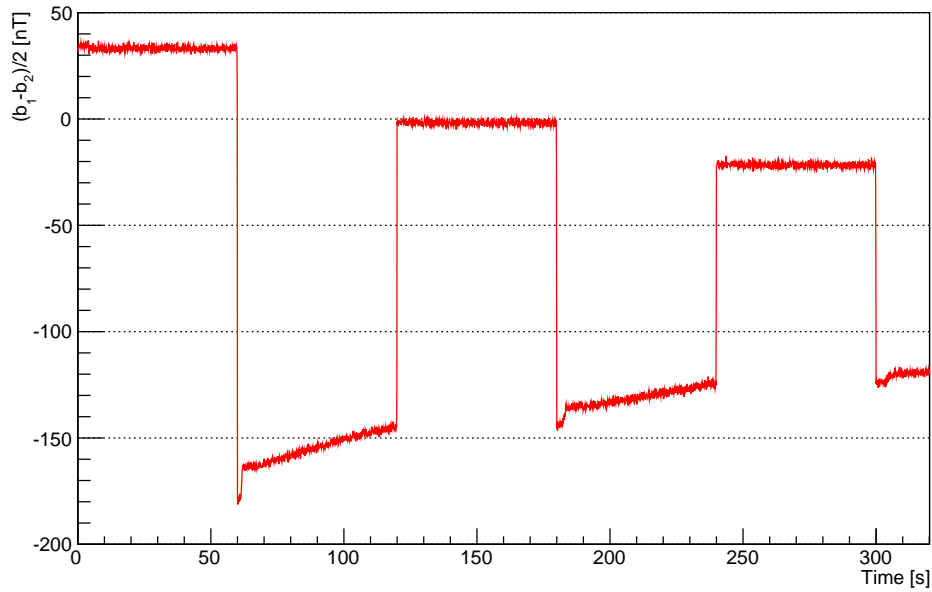


FIGURE 4.17 – Effet du couplage entre une cellule de 10 cm remplie avec 4 bar d'hélium 3 polarisé à 70 % et la bobine de spin-flip sur la polarisation (exprimé en tant que différence entre les deux composantes z des fluxgates). On repère la position stable correspondant à un champ magnétique supérieur à -70 nT et la position instable pour les champs magnétiques inférieurs à -70 nT.

- Si $M_z(0)$ et B_0 sont de signe opposés (i.e. M_z négatif), $\frac{dM_z}{dt} \geq 0$, le gaz se dépolarise longitudinalement non linéairement : c'est la *position instable*.

Si, de plus, $|AM_z|$ est très grand devant $\frac{1}{T_2}$, $\frac{dM_+}{dt} \approx |AM_z|M_+$ l'aimantation transverse augmente jusqu'à être maximale (avec une diminution de l'aimantation longitudinale) puis l'aimantation longitudinale s'inverse, c'est l'effet "Maser" d'inversion des spins vers la position stable. Le dernier sous-cas est très gênant puisque dès qu'une aimantation transverse apparaît (à cause d'une fluctuation du champ magnétique statique soit à cause d'une impulsion radiofréquence induite), ces effets d'amplification des composantes transverses et d'inversion de l'aimantation longitudinale provoqueront des phénomènes non linéaires problématiques pour une mesure de la polarisation de l'échantillon.

Observations des effets de couplage. Le couplage entre le circuit résonant et la cellule d'hélium peut être observé en mesurant le champ magnétique généré par la cellule, qui est proportionnel au moment magnétique longitudinal M_z de celle-ci et en inversant périodiquement la polarisation du gaz. Le résultat de cette mesure est montré sur la figure 4.17 : le champ magnétique d'une cellule sphérique d'un litre remplie avec 4 bars d'hélium 3 polarisé à 70 % est mesuré en continu et des inversions de spin ont lieu toutes les minutes. On remarque la position stable où la polarisation reste constante durant la minute : ce sont les mesures correspondant à $\frac{b_1-b_2}{2} \geq -70$ nT. Il y a aussi la position instable avec deux effets caractéristiques : le premier effet qui est une brusque perte de polarisation a lieu dans les premières secondes après l'inversion. Le second effet est une évolution rapide de la polarisation vers sa position d'équilibre. Une correction doit donc absolument être mise en place pour annuler ces effets.

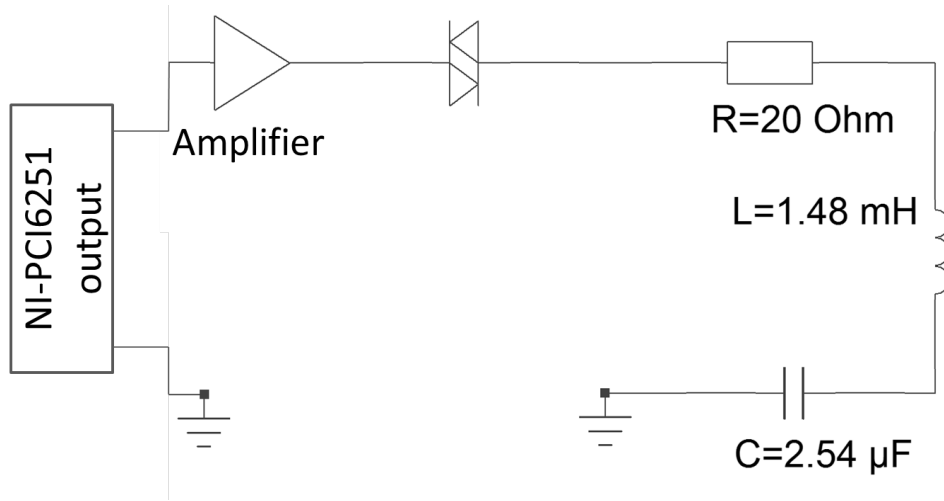


FIGURE 4.18 – Schéma du dispositif d'amplification du signal de spin-flip et d'induction du champ magnétique d'inversion des spins sur la cellule d'hélium.

Correction des effets de couplage. Observons tout d'abord l'équation (4.39) : la constante de temps caractéristique $\frac{\gamma^2 B_0 \beta^2}{2R} M_0$ de cet effet non linéaire dépend du moment magnétique initial M_0 de l'échantillon. Plus le moment magnétique initial M_0 et le champ magnétique principal B_0 sont grands, plus rapide sera l'effet. On voit aussi que le couplage entre l'échantillon et la bobine joue un rôle très important : en effet, on peut réécrire Γ_+ sous la forme

$$\Gamma_+ = \frac{\eta \mu_0 \gamma M_0}{V} Q, \quad (4.44)$$

ce qui montre que le taux de l'effet Maser dépend linéairement de la pression et du volume, de la polarisation initiale et du facteur de qualité du circuit RLC.

La correction de cet effet peut se faire donc en utilisant une pression ou polarisation plus faible mais cela n'est pas à notre avantage. Le facteur de qualité du circuit permet aussi de réduire cet effet. Il est donc possible de rajouter une résistance en série ; cependant, cela diminuera le courant circulant dans la bobine de spin-flip et donc l'amplitude du champ de spin-flip.

Au lieu de cela, nous avons choisi d'utiliser un pont de diodes (constitué de deux diodes branchées "tête-bèche") en série dans le circuit résonant. La figure 4.18 montre un schéma du dispositif électronique. Ainsi, lorsqu'aucun signal n'est envoyé dans le circuit résonant via l'amplificateur, le pont de diodes se comporte comme un interrupteur ouvert et aucun courant ne circule dans la bobine de spin-flip. Le couplage entre la bobine et la cellule disparaît, comme le montre la figure 4.19 pour une cellule remplie avec 4 bars d'hélium polarisé à 70 %. Lorsqu'une impulsion est générée dans le circuit résonant par l'amplificateur, le signal est légèrement modifié. Cette déformation n'a cependant pas beaucoup d'influence et ne nuit pas grandement aux performances de la procédure d'inversion des spins, comme nous allons le voir par la suite.

4.4.2.4 Estimations théoriques des pertes par inversion des spins et mesures

Nous allons caractériser les performances de cette méthode et optimiser les différents paramètres du signal (4.28). L'estimation des pertes induites pour une inversion se fait en mesurant de façon précise la perte de polarisation après l'exécution d'un très grand nombre d'inversions

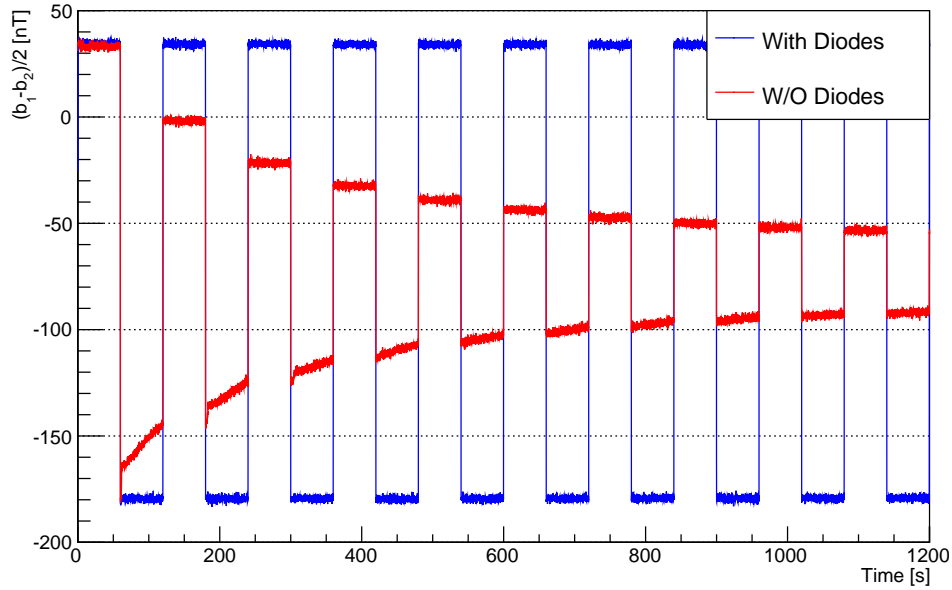


FIGURE 4.19 – Mesures du champ magnétique avec les deux fluxgates en différentiel avec des inversions de spins toutes les 60 s. En rouge, sans pont de diodes. En bleu, avec le pont de diodes.

Durée τ_{SF} [s]	Ordre n du polynôme	Amplitude [V]	Fréquence médiane [kHz]	Gamme de fréquences balayées [kHz]
0.1	2	5.5	2.6	2.6

TABLE 4.3 – Paramètres de référence du pulse d'inversion (4.28) des spins de référence utilisé pour les mesures de polarisation.

(plusieurs milliers, voire dizaines de milliers), perte qui est ensuite divisée par le nombre d'inversions. Pour un champ magnétique B_0 donné, pour une répétition d'inversions, le taux de dépolarisation total peut être écrit sous la forme :

$$\frac{1}{T_1^{\text{tot}}} = \frac{1}{T_1^{\text{N}}} + \frac{1}{T_1^{\text{SF}}}, \quad (4.45)$$

où $\frac{1}{T_1^{\text{N}}}$ est le taux de dépolarisation usuel pour un champ magnétique B_0 . Le taux induit par les inversions $\frac{1}{T_1^{\text{SF}}}$ s'écrit comme le produit de la fréquence d'inversion f_{SF} et de la perte ε de chaque inversion :

$$\frac{1}{T_1^{\text{SF}}} = f_{\text{SF}} \varepsilon. \quad (4.46)$$

C'est le terme de perte qui dépend des paramètres du pulse et que nous voulons estimer.

Pour estimer les pertes des inversions, plusieurs mesures du champ magnétique généré par la cellule sont donc faites avec la méthode décrite dans la Section 4.4.1, avant et après la séquence de pulses rapides. Pour cela, les paramètres utilisés pour le pulse d'inversion de référence (i.e. lors des mesures de polarisation) sont donnés dans la table 4.3. La fréquence médiane correspond à la fréquence de précession des spins d'hélium dans un champ magnétique de $80 \mu\text{T}$. La première (respectivement, la deuxième) mesure du champ magnétique généré par la cellule est notée b_1

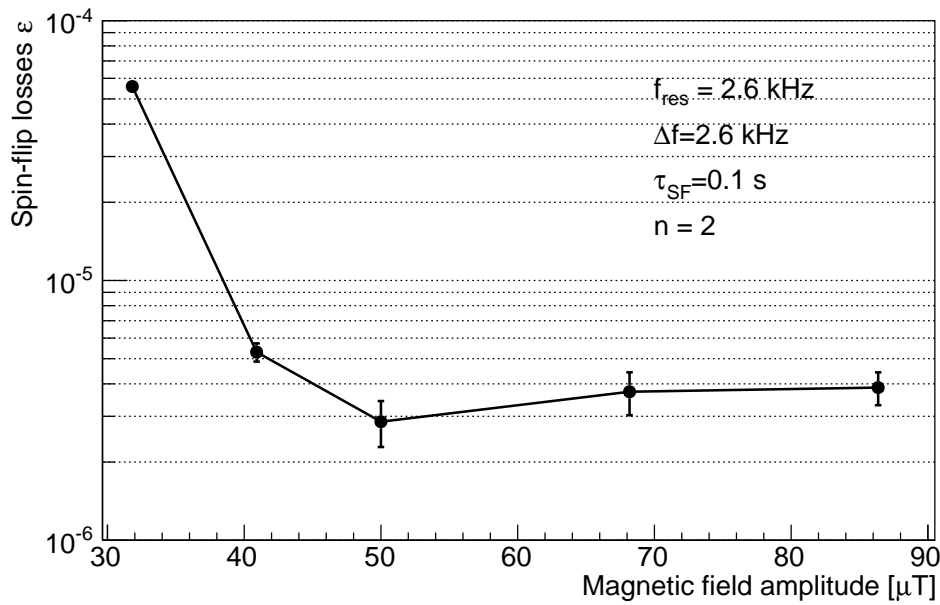


FIGURE 4.20 – Pertes (4.47) d'inversion des spins en fonction de l'amplitude du pulse à la résonance.

(b_2) et l'erreur associée est Δb_1 (Δb_2). La perte de chaque inversion s'écrit alors :

$$\varepsilon = \frac{1}{N} \left(-\frac{\tau_{\text{SF}}}{T_1^N} - \ln \left(\frac{b_2}{b_1} \right) \right), \quad (4.47)$$

où $\tau_{\text{SF}} = \frac{N}{f_{\text{SF}}}$ est la durée totale durant laquelle des inversions répétées ont lieu. Pour obtenir (4.47), nous avons supposé que, durant les mesures de la polarisation, la perte de polarisation induite par les inversions et la dépolarisation usuelle sont négligées : cette approximation est justifiée par le petit nombre d'inversions utilisées et par la faible durée de la mesure. En négligeant l'erreur sur le nombre d'inversions et sur la durée τ_{SF} (qui est de l'ordre de la seconde) par rapport à T_1^N , l'erreur $\Delta\varepsilon$ sur l'estimation des pertes s'écrit comme :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{1}{N^2} \left(\frac{\tau_{\text{SF}}^2}{T_1^{N2}} \frac{\Delta T_1^{N2}}{T_1^N} + \frac{\Delta b_1^2}{b_1^2} + \frac{\Delta b_2^2}{b_2^2} \right), \quad (4.48)$$

où ΔT_1^N est l'erreur sur notre connaissance du taux de dépolarisation naturel de la cellule.

Les paramètres du pulse qui peuvent être optimisés sont la forme (i.e. l'ordre du polynôme), l'amplitude, la durée du pulse et la gamme des fréquences balayées. À titre d'exemple, la figure 4.20 montre l'influence de l'amplitude du pulse d'inversion sur les pertes dues au retournement des spins. Pour obtenir cette figure, nous avons utilisé une cellule sphérique (appelée "Buffer Aspec") de 12 cm de diamètre avec 1 bar d'hélium polarisé à 70 %. Une mesure des pertes est faite avec les paramètres de référence puis en faisant varier l'amplitude en tension du pulse.

Un minimum pour une amplitude de 50 μT , soit une tension de 5.5 V en sortie de carte (ce qui correspond au paramètre de référence) est observé : la perte est alors de 3×10^{-6} . Cela

6. Nous avons répété cette mesure avec une autre cellule (Axion01) à une pression de 3 bars et 70 % de polarisation et nous avons obtenu $\varepsilon = 2.4 \pm 0.5 \times 10^{-6}$. Les pertes par inversions de spins semblent donc indépendante de la pression ou de la polarisation.

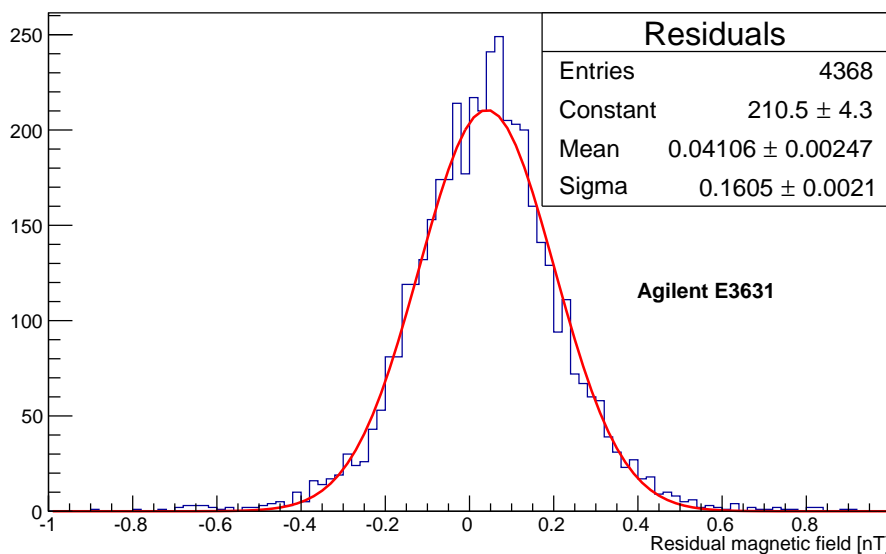


FIGURE 4.21 – Distribution des mesures de champ magnétique de séquences $\uparrow\downarrow\uparrow$.

correspond à une contribution de dépolarisation de 1.5×10^5 h pour une séquence $\uparrow\downarrow\uparrow$. La dépolarisation induite par l'inversion périodique des spins est donc une contribution négligeable devant les autres canaux. Par la suite, nous utiliserons les valeurs des paramètres donnés dans la table 4.3.

4.4.3 Précision d'une mesure de polarisation

Comme nous l'avons vu dans la section 4.3.3, les composantes du champ magnétique principal fluctuent dans le temps, ce qui va nuire à la précision de la mesure de polarisation. Afin d'estimer cette précision pour une séquence $\uparrow\downarrow\uparrow$, une cellule CCT12 contenant de l'hélium 3 à 1 bar pratiquement dépolarisée⁷ est placée dans le dispositif d'inversion. Pour chaque état de spin (\uparrow ou \downarrow), le champ magnétique est enregistré par les 2 fluxgates pendant une seconde. En soustrayant les valeurs mesurées par les deux fluxgates afin de supprimer les fluctuations magnétiques communes et en sommant les mesures des états \uparrow et \downarrow , on obtient la distribution, représentée sur la figure 4.21, des valeurs de polarisation de la cellule. La dispersion de la distribution donne l'erreur statistique sur chaque mesure grâce à la séquence $\uparrow\downarrow\uparrow$: cette erreur vaut 160 pT, ce qui correspond aux valeurs données par la figure 4.8. Remarquons que la moyenne des mesures vaut 40 pT, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, cela correspond à une polarisation de cellule de 0.1 %. Finalement, 8 séquences $\uparrow\downarrow\uparrow$ permettent de mesurer la polarisation avec une précision de 60 pT : cela correspond, pour une cellule remplie avec 1 bar à 100 % de polarisation, à un rapport signal sur bruit de 1000.

4.5 Conclusion

Nous avons donc construit un dispositif expérimental permettant de produire un environnement magnétique qui ne présente que de très faibles inhomogénéités magnétiques transverses

7. Cette cellule est restée plusieurs mois dans le dispositif magnétique.

(moins de quelques nT/cm). Un solénoïde inséré dans le blindage magnétique permet de contrôler l'intensité du champ magnétique principal au centre du dispositif. Nous avons démontré la stabilité temporelle de la composante principale de champ magnétique ainsi que des composantes transverses.

Deux magnétomètres sont placés à proximité de la cellule : ils permettent de réguler le champ magnétique principal et de mesurer le champ magnétique généré par le gaz d'hélium, proportionnel à sa polarisation. Une bobine de spin-flip permet d'inverser la polarisation du gaz et ainsi de mesurer précisément la polarisation du gaz. Cette inversion permet de supprimer tous les composants de champ magnétique résiduelles (offset de fluxgate, champ magnétique ambiant...). La précision de la valeur extraite avec 8 séquences de mesure $\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow$ est de 60 pT. Cette précision, grande devant les dizaines de nT générés par la cellule, valide la méthode de polarimétrie utilisée. Le dispositif nous permet donc d'étudier la dépolarisation longitudinale d'une cellule contenant de l'hélium 3 polarisé lorsque celle-ci est soumise à différents intensités de champ magnétique.

Analyse des mesures de la dépolarisation de l'hélium 3

*“Ce qui embellit le désert, dit le Petit Prince,
c'est qu'il cache un puits quelque part...”*

Antoine de Saint Exupéry, Chapitre XXIV, Le Petit Prince

Sommaire

5.1	Principe de la mesure	92
5.2	Séquence de mesure des taux de dépolarisation	94
5.3	Extraction des composantes de dépolarisation	96
5.3.1	Première analyse : cycle à cycle	96
5.3.2	Deuxième analyse : ajustement-maître	99
5.4	Étude des coefficients de dépolarisation	99
5.4.1	Dépendance temporelle de la dépolarisation	100
5.4.2	Dépolarisation par les inhomogénéités magnétiques du dispositif	103
5.4.3	Dépolarisation par collision sur les parois	103
5.4.4	Dépendance anormale en polarisation	106
5.5	Contraintes sur de nouvelles interactions fondamentales	107
5.5.1	Principe de l'analyse	107
5.5.2	Contraintes issues des mesures de relaxation de l'hélium	109
5.6	Conclusion	110

5.1 Principe de la mesure

Prenons une cellule d'hélium 3 de volume V avec une polarisation P et une pression p fixée. Dans le chapitre 3, nous avons démontré que son taux de relaxation longitudinal magnétique était alors donné à chaque instant par l'équation :

$$\Gamma_{1,m} = D \frac{\langle g_1^2 \rangle}{B_0^2}. \quad (5.1)$$

À ce phénomène s'ajoute la dépolarisation induite par les collisions des spins sur les parois qui est indépendante des paramètres expérimentaux (valeur de champ magnétique B_0 , pression p et polarisation P) ainsi que la dépolarisation induite par les collisions entre dipôles qui est proportionnelle à la pression uniquement. Remarquons qu'à pression constante, ces deux contributions ne dépendent d'aucune autre quantité. Ainsi pour une cellule se dépolarisant à pression fixée, le taux de dépolarisation total se paramétrise en fonction de la polarisation P à l'aide de 6 constantes a , b , c , d , e et f :

$$\Gamma_1(P, B_0) = a + \frac{b}{B_0} + \frac{c}{B_0^2} + \frac{dP}{B_0} + \frac{eP}{B_0^2} + \frac{fP^2}{B_0^2}. \quad (5.2)$$

Le coefficient a contient donc la dépolarisation induite par les collisions avec les parois et atomiques ainsi que la dépolarisation induite par les gradients générés par le solénoïde. Les termes b , d et e correspondent au produit des gradients de l'environnement magnétique et de ceux induits par la polarisation de la cellule. La dépolarisation induite uniquement par les gradients extérieurs (i.e. indépendant du champ magnétique principal) est donnée par c . Enfin le coefficient f représente la dépolarisation induite par les gradients magnétiques générés par la cellule. L'extraction de toutes ces constantes se fait alors en mesurant le taux de dépolarisation pour plusieurs valeurs de polarisation et champ magnétique.

Éventuellement, une interaction de courte portée dépendante du spin peut induire une champ pseudomagnétique $b(x) = b_a \exp(-x/\lambda)$ avec λ la portée de l'interaction. Cela se traduit par un nouveau canal de dépolarisation de l'hélium dont la dépendance est donnée par l'équation :

$$\Gamma_{1,NF} = (\gamma b_a)^2 \frac{S_a \lambda^3}{V 2D} \frac{1}{(1 + \phi_\lambda^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_\lambda}} (1 - \phi_\lambda (\phi_\lambda - 2)) + \phi_\lambda^2 - 3 \right), \quad (5.3)$$

avec S_a la surface apparente et $\phi_\lambda = \lambda^2/D$. La figure 5.1 montre le taux associé en fonction du champ magnétique principal pour plusieurs valeurs de portée pour une cellule sphérique remplie d'un bar d'hélium. Dans la gamme de champ magnétique de notre dispositif (entre 1 et 100 μT), le taux de relaxation se comporte avec la valeur de B_0 comme $1/\sqrt{B_0}$ pour des portées de 10 μm alors que, pour des portées plus grandes que 1 mm, son comportement se rapproche d'une dépendance en $1/B_0^2$. Ainsi, le comportement d'une dépolarisation de courte portée ne peut être distingué de celui d'une contribution classique que pour des portées plus faibles que 1 mm à 1 bar.

Le taux de dépolarisation induit par une interaction dépendante du spin de courte portée a été calculé dans la section 3.7.1 sous l'hypothèse que le déplacement des particules polarisées suivent l'équation de diffusion dans la taille typique de l'inhomogénéité. Cette condition n'est réalisée que si le libre parcours moyen est faible devant la taille de l'inhomogénéité magnétique qui correspond à λ : pour une pression d'un bar, ce libre parcours moyen vaut 0.4 μm . Ainsi la

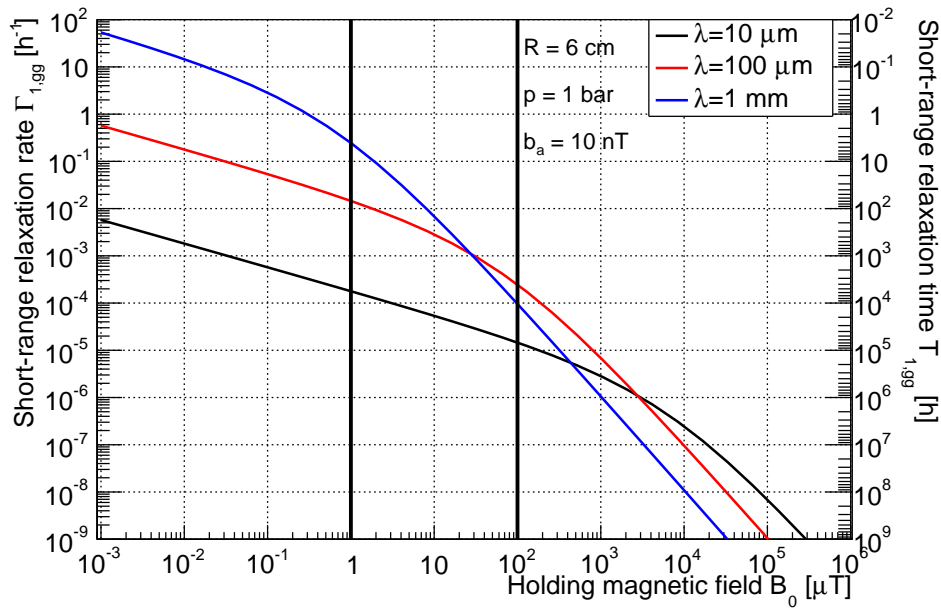


FIGURE 5.1 – Taux de dépolarisation d’une cellule sphérique de rayon $R = 6$ cm 1 bar induit par un champ pseudomagnétique d’amplitude $b_a = 10$ nT en fonction du champ magnétique de maintien B_0 pour plusieurs valeurs de portée λ . Les deux lignes verticales donnent la gamme de champ magnétique principal accessible par notre dispositif.

relation (5.3) s’applique dans notre cas pour des portées $\lambda \geq 1 \mu\text{m}$, si la pression dans la cellule est supérieure au bar. La gamme de portée accessible avec notre expérience est donc de $1 \mu\text{m}$ à 1 mm.

Pour un couplage scalaire-pseudoscalaire, l’amplitude b_a de l’inhomogénéité magnétique de courte portée ne dépend que du produit des constantes de couplages aux deux vertex de l’interaction et de la portée de l’interaction λ . Dans le cas d’un couplage pseudoscalaire pur, elle dépend aussi de la polarisation P et le taux de dépolarisation induit dépend de P^2 . Pour pouvoir distinguer de la dépolarisation classique un canal de dépolarisation induite par un couplage scalaire-pseudoscalaire ou pseudoscalaire pur sur une cellule d’hélium 3 polarisé à une pression donnée, il faut donc mesurer le taux de relaxation longitudinal pour au moins 3 valeurs de polarisation et 4 valeurs de champ magnétique. Le principe de l’expérience est donc de répéter au moins trois fois une séquence de mesure du taux de relaxation à plusieurs valeurs de champ de maintien : ainsi, nous aurons une "cartographie" de l’espace de paramètres (P, B_0) qui nous permettra de déterminer sans ambiguïté tous les paramètres du modèle classique (5.2) et du nouveau canal (5.3).

Ce chapitre donne une description de la procédure d’acquisition puis présente deux méthodes d’extraction de composantes de l’équation (5.2). Nous étudions ensuite certains coefficients mesurés (notamment a , c et f) afin de vérifier qu’ils correspondent aux valeurs attendues. Enfin, nous présentons les contraintes obtenues sur les paramètres de couplage d’une interaction exotique de courte portée.

5.2 Séquence de mesure des taux de dépolarisation

Nous détaillons dans cette section la procédure instrumentale de mesure et certains aspects techniques concernant le dispositif expérimental décrit dans la section 4.4.1.

Nous appellerons *Run* l'ensemble des mesures de polarisation pour plusieurs valeurs de champ magnétique et *série de champ magnétique* ou *série* un enchaînement de valeurs de champ magnétique prédéfinies au lancement du Run. Un Run doit contenir au moins 3 séries d'au moins 4 valeurs de champ magnétiques. En pratique, un Run est arrêté lorsque la polarisation de la cellule est épuisée, typiquement au bout de 2 semaines. Un *cycle* correspond à l'ensemble des mesures de polarisation pour une valeur de champ magnétique B_0 donnée.

Rappelons ici que la valeur mesurée (issue d'une séquence $\uparrow\downarrow\uparrow$) est le champ magnétique produit par la cellule qui est proportionnel à sa polarisation. Nous appelons donc par la suite "polarisation" cette valeur de champ magnétique mesurée (exprimée souvent en nT).

La coordination des étapes de mesures est faite avec le logiciel d'acquisition Labview qui assure aussi l'enregistrement des données. La figure 5.2 représente l'enchaînement général des étapes d'un Run. Le premier cycle commence par une mesure de la polarisation. Rappelons que les mesures de polarisation se font pour une valeur de champ magnétique de $80 \mu\text{T}$ et qu'une mesure de polarisation est en fait la moyenne de plusieurs séquences $\uparrow\downarrow\uparrow$ de mesure de la polarisation (voir la section 4.4.1 pour plus de détails). Typiquement, une valeur de polarisation est extraite de 8 séquences de mesures des deux magnétomètres, ce qui correspond à 16 inversions de la polarisation. À la fin d'une mesure de la polarisation, le courant généré dans le solénoïde est ajusté pour que le champ magnétique principal atteigne la valeur de consigne du cycle. Durant un temps T (typiquement, 20 minutes), un des magnétomètres du dispositif permet une régulation du champ principal toutes les secondes. À la fin de ce temps, la polarisation est mesurée une nouvelle fois. Si la perte relative de polarisation depuis la première mesure du cycle est inférieure à un certain seuil (typiquement 10 %), le champ magnétique est régulé à la valeur de consigne du cycle durant T avant la mesure de polarisation suivante. Sinon, le cycle s'achève et un nouveau cycle à une autre valeur de champ magnétique commence. De cette façon, lorsque toutes les valeurs de champ magnétique de la série ont été faites, le cycle suivant se fait pour la première valeur de champ magnétique de la série.

Le temps de mesure de la polarisation est de 50 s. Le temps de transition entre la valeur de champ magnétique pour la mesure de polarisation et celle d'un cycle est de quelques secondes. Durant ce temps, le gaz est exposé à un champ magnétique de $80 \mu\text{T}$, ce qui provoque une dépolarisation magnétique constante de l'ordre de $2 \times 10^{-4} \text{ h}^{-1}$. Il subit aussi des inversions de spins qui induisent aussi une relaxation de la polarisation (8 séquences $\uparrow\downarrow\uparrow$ toutes les 20 minutes correspondent à une dépolarisation de $1.4 \times 10^{-4} \text{ h}^{-1}$). La dépolarisation totale engendrée par ces temps de mesures reste tout de même faible. De plus, puisque ce processus de mesure est un phénomène de dépolarisation périodique indépendant de la polarisation et du champ magnétique principale, sa contribution s'ajoutera simplement au terme a de (5.2).

Jusqu'à présent, nous avons à notre dispositions 9 Runs : la table 5.1 présente les principales caractéristiques de ces acquisitions. Pour ces 9 jeux de données, la série de champ magnétique étaient :

$$\{3 \mu\text{T}, 5 \mu\text{T}, 8 \mu\text{T}, 10 \mu\text{T}, 30 \mu\text{T}, 50 \mu\text{T}, 80 \mu\text{T}, 90 \mu\text{T}\}. \quad (5.4)$$

Les temps de dépolarisation induits par les parois donnés ont été estimé sur l'installation Tyrex, par mesure de l'amplitude du signal de résonance magnétique en fonction du temps. Nous avons analysé ces 9 jeux de données ; cependant, par souci de clarté, nous ne présenterons que les résul-

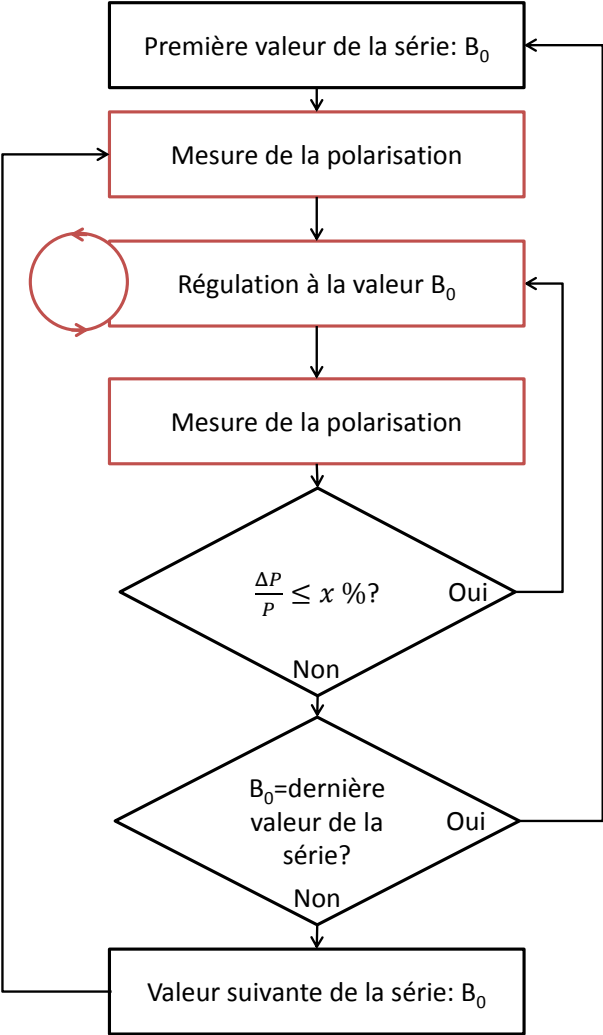


FIGURE 5.2 – Schéma de la procédure générale d’acquisition des données pour un Run.

Run	Cellule	Rayon [cm]	Pression [bar]	Enduit	$T_{1,w}$ [h]	Polarisation initiale	ΔT [min]	$\Delta P/P$
31	Axion 01	6	1	Césium	200	34 %	20	8 %
32	Axion 01	6	1	Césium	200	70 %	20	8 %
33	Axion 01	6	4	Césium	200	70 %	20	10 %
34	CCT12	4	4	Rubidium	400	70 %	20	10 %
35	CCT12	4	1	Rubidium	400	70 %	20	10 %
36	Axion01	6	2	Césium	200	70 %	20	10 %
37	Axion01	6	3	Césium	200	70 %	20	10 %
38	BufferAspec	6	1	Aucun	40	70 %	20	10 %
39	Axion01	6	0.3	Césium	200	70 %	20	10 %

TABLE 5.1 – Principales caractéristiques des 9 Runs obtenus avec le dispositif expérimental. La colonne $T_{1,w}$ correspond aux temps de relaxation estimés grâce au système de mesure de polarisation installé sur Tyrex. La valeur de polarisation initiale est estimée sur l'instrument Tyrex.

tats du Run 32. La figure 5.3 montre les données brutes, c'est-à-dire les valeurs de polarisation en fonction du temps pour plusieurs valeurs de champ de maintien. Pour cette acquisition, nous avons utilisé la cellule Axion01 de rayon 6 cm remplie avec 1 bar d'hélium polarisé à 70 %. La condition de changement de cycle (et donc de valeur de champ magnétique B_0) était que la perte relative de polarisation soit supérieure ou égale à 8 %. Ce Run contient 36 cycles de mesure du taux de dépolarisation. Nous allons utiliser ces données de polarisation en fonction du temps et du champ magnétique de maintien afin de déduire pour chaque Run les coefficients de (5.2).

5.3 Extraction des composantes de dépolarisation

Nous présentons dans cette section deux méthodes d'analyse de la dépolarisation en fonction du champ magnétique. La première, inspiré de celle de [Petukhov *et al.*(2010)], consiste à "découper" les données de polarisation (issues de la figure 5.3) en fonction du numéro du cycle et de calculer le taux de dépolarisation de chaque cycle. La deuxième tente de reconstruire le modèle décrivant la polarisation en chaque instant pour n'importe quelle numéro de cycle. Nous verrons alors les avantages et inconvénients de chacune des méthodes.

5.3.1 Première analyse : cycle à cycle

L'analyse "cycle à cycle" consiste à découper les données en fonction du champ magnétique B_0 appliqué. La polarisation (exprimée en terme du champ magnétique généré par la cellule) est alors tracée en fonction du temps. Chaque point est calculé comme moyenne des 8 mesures de polarisation. Les erreurs sont supposées purement statistiques et estimées à partir de la fluctuation des 8 mesures de polarisation. La figure 5.4 donne un exemple typique de décroissance de la polarisation : les données du cycle 24 avec $B_0 = 90 \mu\text{T}$ du Run 32 sont tracées. En supposant que toutes les composantes de champ magnétique résiduelles sont supprimées grâce à l'inversion des spins, la polarisation suit simplement une loi exponentielle. Un ajustement des données, comme fait sur la figure 5.4, avec ce modèle permet d'extraire l'amplitude du champ magnétique généré par la cellule ainsi que la constante de décroissance de la polarisation.

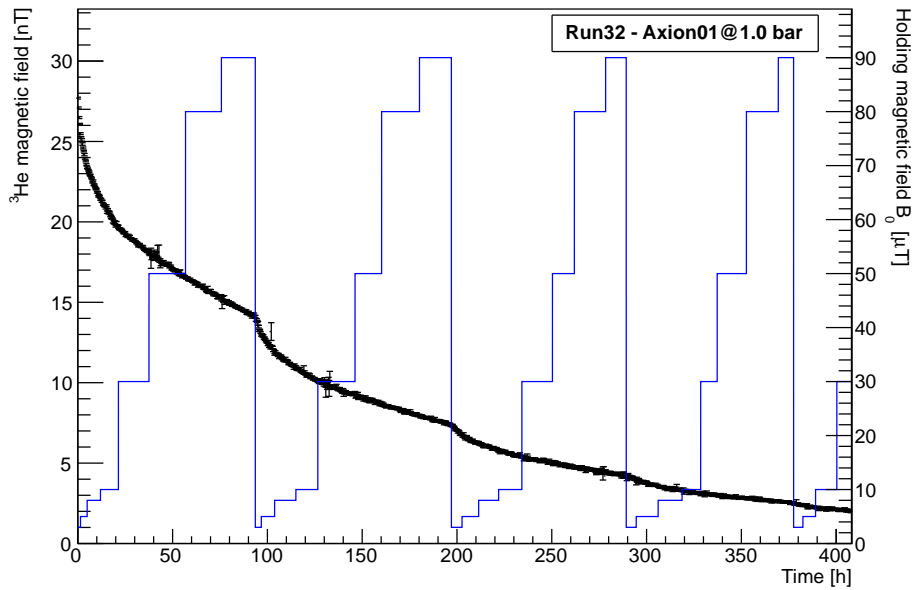


FIGURE 5.3 – Résultat du Run 32. En noir, les mesures de polarisation (exprimées en nT) en fonction du temps. En bleu, la valeur du champ magnétique de consigne.

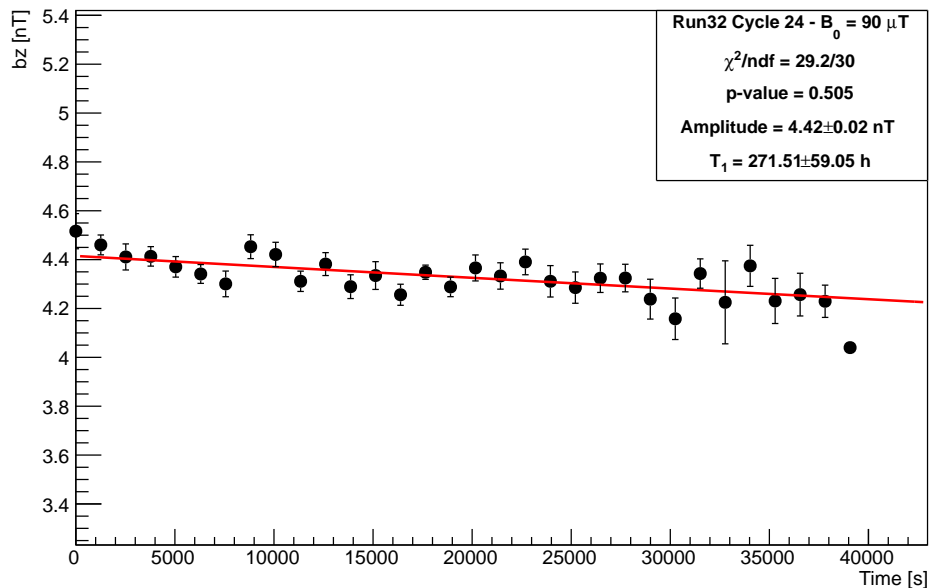


FIGURE 5.4 – Polarisation (exprimée en nT) en fonction du temps (en noire) ainsi que le meilleur ajustement avec une exponentielle décroissante (en rouge). Données du cycle 24 du Run 32.

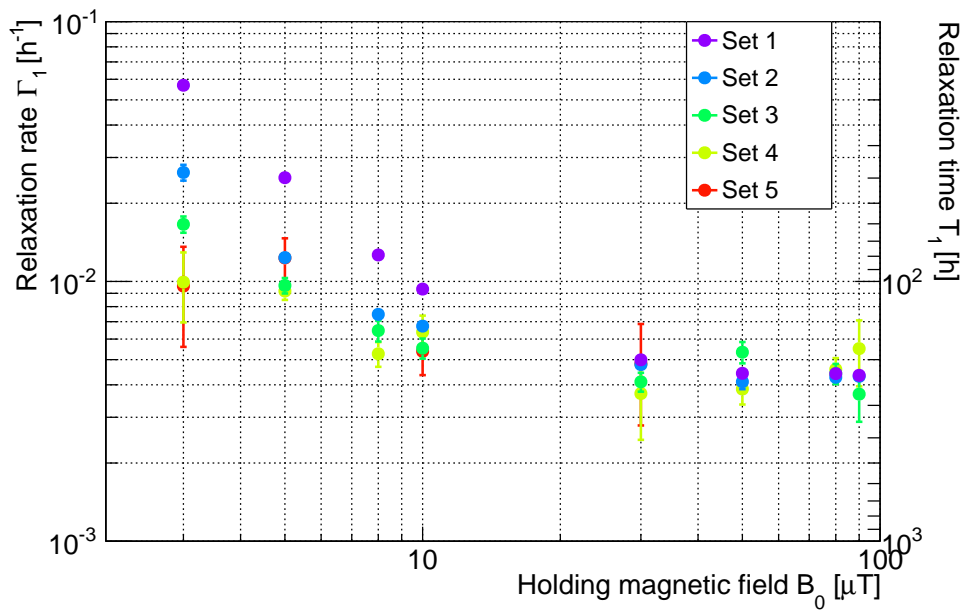


FIGURE 5.5 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 32.

Notons que la dernière mesure de polarisation de chaque cycle (celle présentée sur la figure 5.4 était particulièrement remarquable) est généralement en dessous du modèle. Cet écart qui constitue un biais de mesure s'explique par notre critère d'arrêt de cycle dans l'acquisition de données : les fluctuations de polarisation vers les valeurs plus faibles auront plus tendance à déclencher l'arrêt du cycle que les autres. En prenant en compte le dernier point de mesure, les taux de dépolarisation mesurés seront systématiquement plus grands que dans la réalité. Afin de s'affranchir de cet effet systématique, nous proposons simplement de ne pas prendre en compte ce point.

Les ajustements exponentiels sont alors faits pour chaque cycle. La polarisation variant peu durant la mesure d'un taux de relaxation (8 – 10 % en relatif, défini par le critère d'arrêt des cycles), on peut vérifier que chaque cycle suit bien une loi exponentielle. Ainsi chaque taux évalué est associé à la valeur de polarisation correspondant au début de chaque cycle. Les taux de dépolarisation sont obtenus pour toutes les valeurs champ de maintien de la série et pour différentes valeurs de polarisation. La figure 5.5 représente les taux de dépolarisation du Run 32 pour chaque valeur de champ magnétique principal, répartie selon le numéro de la série. Chaque série de mesure correspond donc à une gamme de polarisation, les premières associées à une forte polarisation et les dernières à une polarisation plus faible. On peut constater qu'entre les première et dernière mesures à faible champ magnétique, le temps de relaxation a doublé (de 50 h à 100 h), ce qui signifie l'importance des termes dépendants de la polarisation dans l'équation (5.2). En revanche, à fort champ magnétique, le taux de dépolarisation ne semble pas dépendre de la polarisation.

Cette analyse se révèle être très simple et permet un grand contrôle des données à chaque étape. Elle a permis de mettre en évidence l'effet de surestimation du taux de relaxation induit par la condition de déclenchement de l'arrêt des cycles. Elle présente cependant quelques désavantages. Tout d'abord, cette analyse consiste en deux réductions des données successives. La première est faite lors d'estimation des taux de relaxation et de leurs erreurs via l'ajuste-

ment exponentiel de la polarisation par une méthode de χ^2 . Les paramètres et les incertitudes associées du modèle (5.2) sont ensuite obtenus grâce à une deuxième minimisation de χ^2 . Cet enchaînement ne permet pas un traitement optimal de la propagation des incertitudes puisque les erreurs associées aux amplitudes des courbes de polarisation pour chaque cycle ne sont pas prises en compte explicitement. Or nous savons que les amplitudes de cycles à cycle (ou du moins la dernière mesure d'un cycle et la première du suivant) sont corrélées. Cela peut conduire à des mésestimations des incertitudes qui se propagent jusqu'à notre résultat final. Remarquons aussi que par la première réduction, nous diminuons le grand nombre de mesure de polarisation (plusieurs milliers, typiquement pour le Run 32) en un nombre plus faible correspondant au nombre de cycle du Run. Le nombre de degrés de liberté ndf pour le deuxième ajustement (pour le Run 32, $ndf = 35 - 6 = 29$) est donc très faible devant le nombre de points de mesure. Présentons maintenant une méthode qui utilise de manière plus optimale l'ensemble de la statistique.

5.3.2 Deuxième analyse : ajustement-maître

Une deuxième analyse consiste à directement reconstruire l'évolution de la polarisation en fonction du temps et de la polarisation elle-même. Pour cela, il faut considérer le modèle global (5.2) en ajoutant un paramètre d'ajustement supplémentaire : la polarisation initiale P_0 . En s'appuyant sur la valeur de polarisation P_i^{mod} à un instant t_i donné pour un champ magnétique de maintien B_i donné, la valeur de polarisation suivante P_{i+1}^{mod} est calculée comme

$$P_{i+1}^{\text{mod}} = P_i^{\text{mod}} \exp\left(-\Gamma_1(P_i^{\text{mod}}, B_i) \times (t_{i+1} - t_i)\right). \quad (5.5)$$

De proche en proche, il est possible de reproduire la polarisation en fonction du temps de la figure 5.3 : cette reconstruction constitue alors notre modèle. En définissant le quantité χ^2 comme étant l'écart quadratique (normalisé par l'erreur des mesures) entre les données expérimentales et la polarisation reconstruite, il est possible d'ajuster les 7 paramètres (les 6 paramètres de l'équation (5.2) et l'amplitude initiale P_0) en minimisant χ^2 . Grâce à cette approche, toutes les mesures de polarisation sont directement utilisées pour construire le modèle et déterminer les paramètres de l'équation (5.2) : le nombre de degré de liberté de l'ajustement est alors de 1000.

La figure 5.6 donne la distribution des écarts entre le modèle obtenu après minimisation du χ^2 et les données normalisés par les incertitudes de mesure. L'ajustement de cette distribution avec une loi de Gauss de moyenne compatible avec zéro étant correct, cela signifie que le modèle obtenu avec l'équation (5.5) et la définition du taux de relaxation (5.2) est distribué normalement autour des données. Ainsi, puisqu'aucune déviation du modèle classique par rapport aux données n'est observée, nous pouvons conclure qu'il n'y a pas de nouvelles interactions de courte portée dépendante du spin dans la sensibilité de notre expérience. La distribution des résidus nous permet aussi de vérifier que les erreurs que nous avons estimés plus haut comme purement statistiques sont en adéquation avec les fluctuations autour du modèle. La figure 5.7 montre l'ajustement des données du Run 32 obtenu ainsi que l'évolution temporelle des résidus. Sur le Run 32, on ne constate aucune structure temporelle dans les résidus.

5.4 Étude des coefficients de dépolarisation

Avant de voir les contraintes sur les constantes de couplage de nouvelles interactions que nous pouvons déduire de notre expérience, faisons un point sur les coefficients de (5.2) obtenus après ajustement.

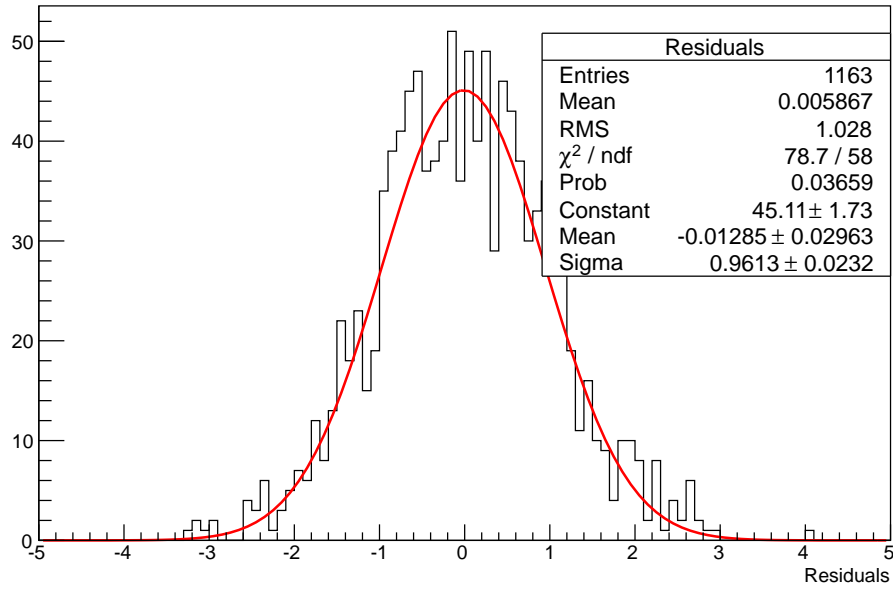


FIGURE 5.6 – Distribution des résidus entre le modèle et les données du Run 32.

5.4.1 Dépendance temporelle de la dépolarisation

Nous avons supposé que le taux de relaxation du gaz d'hélium 3 dépendait explicitement uniquement de la polarisation et du champ magnétique de maintien. En effet, l'équation (5.2) ne dépend que de P et de B_0 et la dépendance du taux de dépolarisation avec le temps n'apparaît qu'implicitement avec l'évolution temporelle de la polarisation.

Il est cependant intéressant de se questionner sur une éventuelle dépendance temporelle explicite du taux de dépolarisation. Les raisons seraient, par exemple, une amélioration ou une détérioration de l'enduit des cellules qui induirait une dépendance du taux de dépolarisation des parois avec le temps. Pour vérifier si une telle dépendance existe, nous proposons d'utiliser deux cellules identiques remplies avec la même pression de gaz mais avec des valeurs de polarisation différentes. Les taux de dépolarisation extraits avec la première analyse pour une valeur de champ magnétique peuvent alors être tracés en fonction de la valeur de polarisation. La figure 5.8 montre la dépendance avec la polarisation des taux de dépolarisation des Runs 31 et 32 pour un champ de maintien de $3 \mu\text{T}$. Un ajustement sur les données du Run 32 est aussi tracé. Un test de χ^2 permet de comparer les mesures du Run 31 et l'ajustement des données du Run 32 : on obtient $\chi^2 = 1.99/3$. On constate alors que les valeurs mesurées pour le Run 31 sont compatibles avec l'ajustement. Il n'y a donc a priori aucune dépendance temporelle du taux de dépolarisation à faible champ magnétique.

Concernant une éventuelle dépendance des taux de relaxation avec le temps en champ fort, la figure 5.9 montre les mesures obtenues avec les Runs 31 et 32 pour un champ B_0 de $90 \mu\text{T}$. À cette valeur de champ, les seules contributions qui restent non négligeables sont la dépolarisation due aux parois et les collisions atomiques. Ces deux termes ne dépendent pas de la polarisation. Un ajustement avec une constante du Run 32 est compatible avec les données du Run 31 : il n'y a donc pas dépendance temporelle dans la dépolarisation avec les parois ou les collisions entre atomes.

Cette étude confirme donc l'équation (5.2) et son écriture où le temps n'intervient pas de

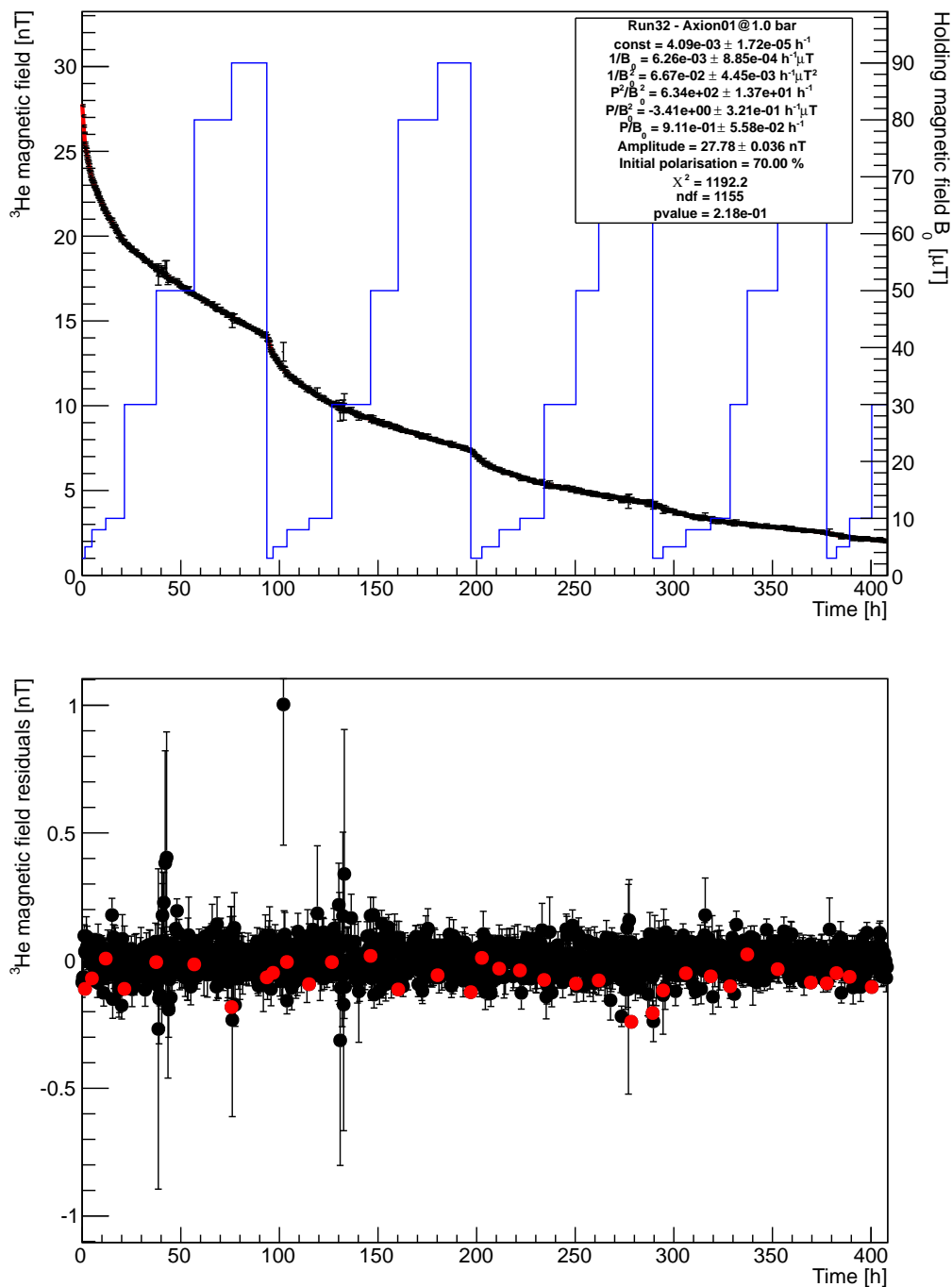


FIGURE 5.7 – Haut : Données du Run 32 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps. En bleu, la valeur de consigne du champ magnétique principal. Bas : résidus de l’ajustement. Les points rouges correspondent aux derniers points de chaque cycle qui ne sont pas pris en compte dans l’ajustement.

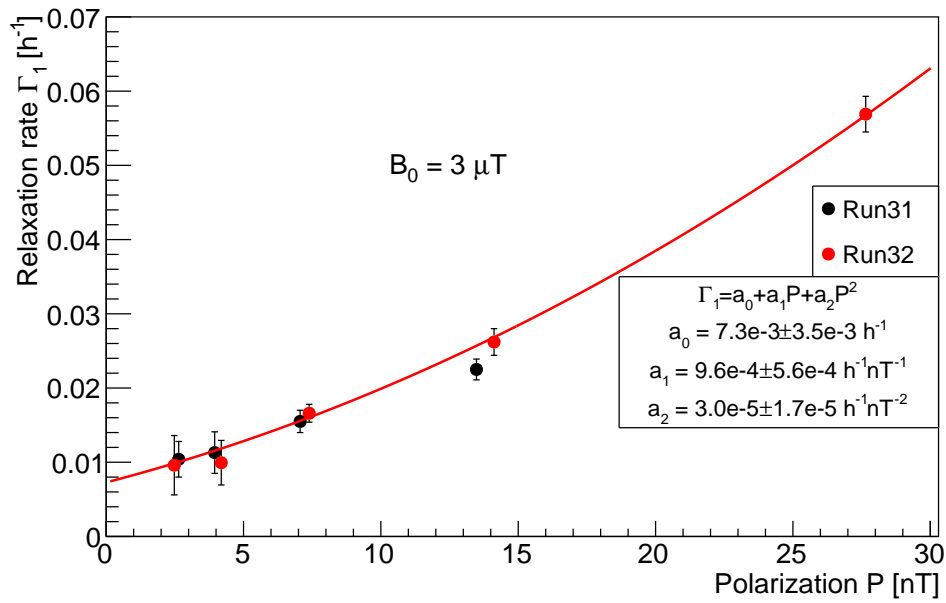


FIGURE 5.8 – Évolution du taux de relaxation en fonction de la polarisation avec $B_0 = 3 \mu\text{T}$ pour les Runs 31 et 32.

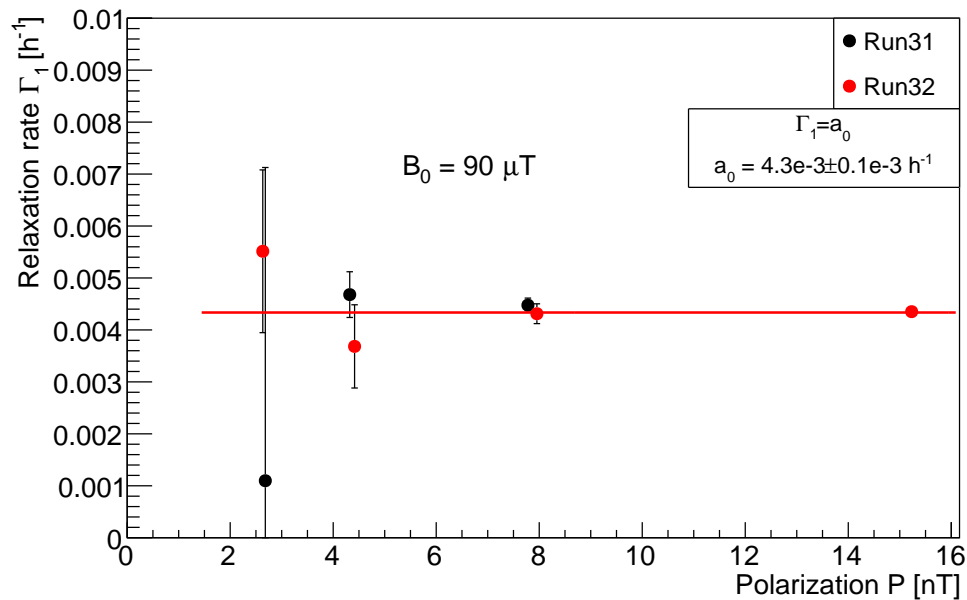


FIGURE 5.9 – Évolution du taux de relaxation en fonction de la polarisation avec $B_0 = 90 \mu\text{T}$ pour les Runs 31 et 32.

Run	Pression [bar]	c [$\mu\text{T}^2 \text{h}^{-1}$]	$\sqrt{\langle g_{\perp}^2 \rangle}$ [nT cm $^{-1}$]	$T_1(3 \mu\text{T})$ [h]
31	1	0.076 ± 0.009	3.4 ± 0.2	118
32	1	0.067 ± 0.004	3.2 ± 0.1	134
33	4	0.019 ± 0.005	3.4 ± 0.5	466
34	4	0.059 ± 0.007	6.0 ± 0.3	152
35	1	0.117 ± 0.006	4.2 ± 0.1	77
36	2	0.058 ± 0.002	4.2 ± 0.1	155
37	3	0.068 ± 0.003	5.5 ± 0.2	133
38	1	0.061 ± 0.002	3.0 ± 0.6	147
39	0.3	0.38 ± 0.01	4.2 ± 0.1	23.4

TABLE 5.2 – Coefficient c de (5.2) extrait par ajustement maître pour chaque Run. L’avant-dernière colonne contient les gradients transverses équivalents extraits de ces mesures grâce à l’équation (5.1). La dernière colonne donne le temps de dépolarisation induite par ce terme à $3 \mu\text{T}$.

manière explicite. Les seules dépendances du taux de relaxation sont le champ magnétique de maintien et la polarisation.

5.4.2 Dépolarisation par les inhomogénéités magnétiques du dispositif

En utilisant les résultats de l’ajustement-maître, nous pouvons estimer les gradients magnétiques induits par l’environnement magnétique grâce au terme c/B_0^2 . En effet, le coefficient c correspond aux gradients qui sont indépendants du champ magnétique de maintien et de la polarisation. La table 5.2 donne les valeurs obtenues ainsi que les gradients transverses relativement à B_0 extraits grâce à l’équation (5.1). Ces gradients sont entre 1.5 et 3 fois plus intenses que ceux mesurés dans la section 4.3.4 : l’objectif d’homogénéité magnétique (4.4) $g_{\perp}/B_0 \leq 8 \times 10^{-4}$ n’est pas respectée. Le temps de la dépolarisation induite par les gradients extérieurs pour un champ magnétique de $3 \mu\text{T}$ est donc comprise entre 25 et 450 h.

Cet écart entre les valeurs mesurées avec le robot et les gradients extraits de l’ajustement-maître est dû certainement à l’ajout de matériel autour de la cellule. En effet, le chariot et la bobine de spin-flip peuvent contenir des éléments magnétiques (comme des vis) qui induisent des gradients supplémentaires. Une recherche de ces sources supplémentaires de dépolarisation serait donc utile, une première campagne ayant été réalisée en juillet 2014. Cependant, comme nous allons le voir par la suite, la dépolarisation induite par les gradients magnétiques de l’environnement n’est pas la source limitant l’expérience pour les faibles champs magnétiques.

5.4.3 Dépolarisation par collision sur les parois

Puisque nous avons à notre disposition les mesures des taux de dépolarisation pour deux pressions différentes pour chaque cellule, nous pouvons déconvoluer la dépolarisation induite par les parois de celle induite par collision entre dipôles. La table 5.3 reporte, pour chaque Run, la valeur (et l’erreur associée) du coefficient a (5.2) extrait grâce à l’ajustement maître ainsi que les taux de dépolarisation $T_{1,w}$ induit par collision avec les parois, obtenus en soustrayant la contribution de collisions atomiques (2.8) $\Gamma_{dd} = p/798 \text{ h}^{-1}$. Ces temps $T_{1,w}$ devraient être indépendants de la pression, ce qui n’est pas le cas.

Run	Pression [bar]	$1/a$ [h]	T_{1w} [h]
31	1	242 ± 1.5	348
32	1	244 ± 1	353
33	4	94.3 ± 0.2	179
34	4	150.4 ± 0.7	611
35	1	474 ± 4	1167
36	2	$119.9.4 \pm 0.3$	240
37	3	98.0 ± 0.2	155
38	1	31.0 ± 0.1	32
39	0.3	312 ± 2	352

TABLE 5.3 – Coefficient a de (5.2) extrait par ajustement maître pour chaque Run. La dernière colonne correspond au temps de dépolarisation par collision avec les parois (obtenus après soustraction du terme de collision atomique (2.8)).

Run	Pression [bar]	T_1 [h]	$\Delta(T_1)$ [h]
5	1	185	5
7	1	193	6
8	4	86	3
9	0.5	270	14
18	2	135	5

TABLE 5.4 – Mesures de temps de relaxation à faible polarisation des Runs 5, 7, 8, 9 et 18.

La dépendance linéaire avec la pression du taux de dépolarisation que nous pouvons extraire de ces mesures de a est, pour la cellule Axion01, de 445 h.bar, ce qui ne correspond pas au temps de 798 h.bar attendu théoriquement. Afin de confirmer cette dépendance, nous analysons des mesures préliminaires de taux de relaxation à fort champ magnétique et faible polarisation faites en juin 2014 avec la cellule Axion 01 à différentes pressions. La table 5.4 montre les temps de relaxation de ces Runs et la figure 5.10 présente le taux associé en fonction de la pression. Le temps de dépolarisation inversement proportionnel à la pression obtenu avec ces mesures est de 447 ± 24 h.bar, ce qui correspond à celui obtenu avec les Runs 31, 32, 33, 36, 37 et 39. Nous avons donc une source supplémentaire de dépolarisation qui est proportionnelle à la pression à l'intérieur du gaz. Une explication de cette source serait la présence d'un gaz dépolarisant comme du dioxygène ou de l'eau dans le gaz d'hélium. Quelques parties par millions de dioxygène peuvent en effet induire une dépolarisation avec des temps de l'ordre de la centaine d'heures. Un contrôle de la pureté du gaz dans la station Tyrex permettrait de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse. Ces mesures nous permettent cependant d'estimer une limite inférieure au temps de relaxation induit par les parois pour les deux cellules : typiquement 180 h pour la cellule Axion01 et 600 h pour la CCT12. La cellule CCT12 présente donc des meilleures performances en terme de relaxation induite par les parois que la cellule Axion01.

La figure 5.11 montre des photos des cellules Axion01 et CCT12. On peut remarquer que le traitement de surface au rubidium de la CCT12 est beaucoup plus uniforme, ce qui permettrait d'expliquer que, bien que son rapport surface sur volume soit plus important que celui de l'Axion01, son temps de relaxation induit par les parois est bien meilleur. Cependant, afin de confirmer cette hypothèse, il est nécessaire de produire une grande quantité de ces cellules et de mesurer de façon systématique les taux induits par les parois de chacune d'elles.

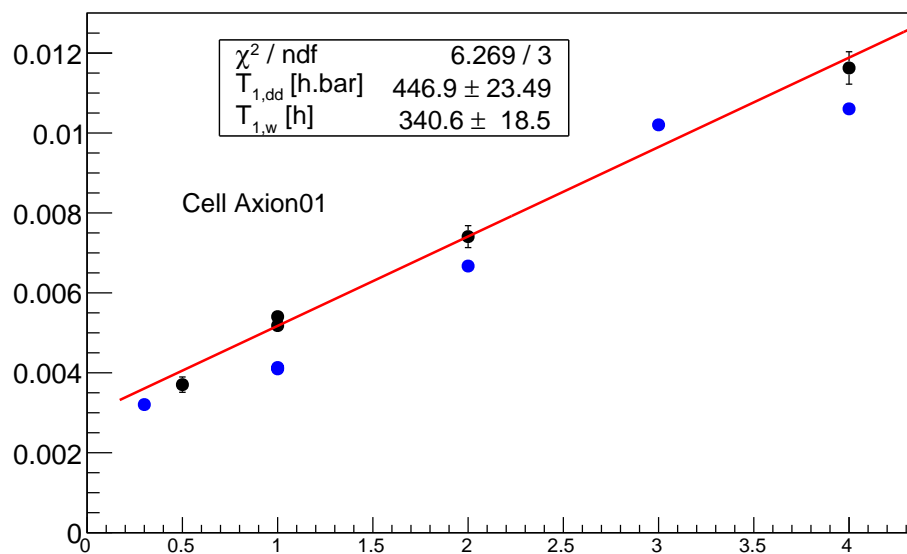


FIGURE 5.10 – Taux de relaxation des Runs 5, 7, 8, 9 et 18 en fonction de la pression (points noirs). Les Runs 31, 32, 33, 36, 37 et 39 sont aussi affichés (points bleus).



FIGURE 5.11 – Photos des deux cellules utilisées dans l'expérience. À gauche, la cellule Axion01. À droite, la cellule CCT12.

Run	Pression [bar]	Polarisation initiale	P ₁₀₀ % [nT]	f [h ⁻¹]	$g_{\perp} = \sqrt{\langle g^2 \rangle}$ [nT/cm]
32	1	70 %	39.7 ± 0.1	634 ± 14	12.3 ± 0.1
33	4	28 %	155.5 ± 0.1	209 ± 4	55.2 ± 0.5
34	4	17.5 %	99.9 ± 0.1	1900 ± 250	107 ± 7
35	1	70 %	25.3 ± 0.1	5770 ± 80	23.6 ± 0.2
36	2	28.7 %	76.9 ± 0.1	277 ± 19	22.2 ± 0.7
37	3	34.0 %	115.4 ± 0.1	284 ± 3	41.4 ± 0.2
39	0.3	70 %	12.4 ± 0.1	1440 ± 290	3.1 ± 0.3

TABLE 5.5 – Dépolarisation induite par le terme f et extraction des gradients transverses équivalents. La colonne "Polarisation initiale" correspond aux valeurs de polarisation prises pour que l'ajustement maître soit correct. La colonne P₁₀₀ % correspond à la valeur du champ magnétique mesuré si la cellule était polarisée à 100 %.

5.4.4 Dépendance anormale en polarisation

Le taux de dépolarisation (5.2) contient des contributions dépendant de la polarisation du gaz. Elles provoquent une évolution non exponentielle de la polarisation. Étudions plus en détails le terme $\frac{fP^2}{B_0^2}$. Ce terme est purement induit par les gradients générés par la cellule. Nous allons les calculer à partir des résultats de l'ajustement maître. La table 5.5 regroupe les valeurs de ces termes pour 4 Runs. En utilisant la relation (3.34), on peut estimer les gradients globaux sur l'ensemble de la cellule : pour un gaz d'hélium polarisé à 100 % à 1 bar dans la cellule Axion01, les gradients transverses moyens g_{\perp} valent 12 nT/cm, ce qui correspond à 10 fois la valeur des gradients transverses générés par l'environnement et atténués par le blindage (voir table 4.2). Cette contribution est donc dominante à fortes pression et polarisation et explique le comportement de l'évolution de la polarisation à faible champ magnétique. Remarquons que la comparaison des termes f à différentes pression indique que ces gradients dépendent linéairement de la pression, comme attendu.

Notons aussi que la très forte dépolarisation à faible champ magnétique et forte polarisation perturbe l'ajustement maître pour les Runs à forte pression (Runs 33, 34 et 37). En effet, si on considère tout le signal (i.e. depuis 70 % de polarisation), les résidus présentent une structure temporelle et leur distribution n'est plus gaussienne. Il est donc nécessaire de "couper" le début du signal. La table 5.5 donne les valeur de polarisation initiale considérée dans l'ajustement.

Quelle est la source de cette dépolarisation non linéaire extrêmement rapide ? On pourrait imaginer que la déformation de la sphère est à l'origine de cet effet. Prenons une cellule cylindrique remplie d'hélium 3 polarisé qui est un cas très défavorable. Dans ce cas, les gradients transverses générés par le gaz à l'intérieur de la cellule sont de l'ordre de 25 nT/cm pour un bar avec une polarisation de 100 % (figure 2.8). Comme démontré dans l'Annexe B, pour une cellule sphérique, le champ magnétique généré par le gaz est au premier ordre nul (à l'intérieur de la cellule). Dans la réalité, nos cellules en verre soufflées ne sont jamais parfaitement sphériques et des inhomogénéités magnétiques peuvent alors apparaître (voir [Romalis *et al.*(2014)] pour des mesures du champ magnétique généré par des cellules presque sphériques). Cependant, ces déformations ne sont pas très importantes et nos cellules sont loin d'être cylindriques. L'hypothèse des cellules déformées ne permet donc pas d'expliquer, à elle seule, le taux de relaxation mesuré.

De façon générale, les cellules possèdent des tubes en verre terminés par des vannes qui servent à les remplir de gaz. Lorsque des enduits alcalins sont faits à l'intérieur des cellules, il

est aussi nécessaire d'avoir des appendices relativement larges qui servent à contenir l'enduit. Ces appendices peuvent être directement sur la surface des cellules, comme dans le cas de la cellule CCT12 sur la figure 5.11. Puisqu'ils contiennent du gaz polarisé, ils se comportent comme des dipôles magnétiques et induisent des gradients magnétiques sur le reste de la cellule proportionnels à la polarisation. Afin d'estimer les gradients transverses moyens $g_{\perp} = \sqrt{\langle g^2 \rangle}$ sur la cellule générés par une appendice de 1 mm de rayon, supposons une cellule sphérique de 1 Litre (typiquement, la cellule Axion01) remplie d'un bar d'hélium à 100 %. En considérant que l'appendice est une sphère de 1 mm de rayon placée à la surface du gaz et en calculant les gradients transverses en chaque point avec une dérivation de l'équation (4.19), l'intégrale des carrés des gradients transverses donnent g_{\perp} de l'ordre de 2 nT/cm. La valeur obtenue est plus faible que celle extraite expérimentalement. À ce stade, il est difficile d'obtenir analytiquement une valeur plus précise de g_{\perp} ¹. La présence des appendices ne permet pas d'expliquer de façon certaine l'origine des gradients dépendant de la polarisation observés.

La dépolarisation non linéaire induite par le gaz de la cellule augmente de façon très significative le taux de relaxation à faible champ magnétique et à forte polarisation, là où le signal d'un nouveau canal de dépolarisation (3.52) en g_p^4 est le plus intense. Le retrait de l'appendice des cellules et un meilleur contrôle de la sphéricité de la cellule permettront (peut être) de diminuer cette contribution et ainsi de vérifier si les deux hypothèses émises plus haut expliquent les gradients estimés. Cela permettrait aussi de ne plus avoir à rejeter le début du signal lorsque la cellule est remplie avec plusieurs bars de gaz, comme pour les Runs 33, 34 et 37.

5.5 Contraintes sur de nouvelles interactions fondamentales

Nous allons maintenant extraire la gamme de valeurs possibles des constantes de couplage $g_s g_p$ et g_p^2 d'après nos données. Pour extraire un intervalle de confiance, une analyse bayésienne est réalisée. Nous commencerons par présenter les concepts associés au traitement des paramètres de nuisance, à savoir les paramètres associés aux canaux de dépolarisation classiques, ce qui nous permettra de construire les densités de probabilité associées aux paramètres de couplage. Nous pourrons alors déterminer alors, pour un niveau de confiance donné, la zone de l'espace de paramètres exclue par notre expérience dans le cas d'une interaction de courte portée.

5.5.1 Principe de l'analyse

Le taux de dépolarisation total d'une cellule d'hélium 3 en présence de nouvelles interactions de courte portée monopole-dipôle et dipôle-dipôle est la somme des contributions classiques (5.2) et des contributions (3.50) et (3.52) :

$$\Gamma_{1,g_s g_p} = (g_{s,1} g_{p,2})^2 \left(\hbar \frac{n\lambda}{2m_N} (1 - e^{-d/\lambda}) \right)^2 \frac{S_a \lambda^3}{V 2D} \frac{1}{(1 + \phi_{\lambda}^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_{\lambda}}} (1 - \phi_{\lambda} (\phi_{\lambda} - 2)) + \phi_{\lambda}^2 - 3 \right). \quad (5.6)$$

$$\Gamma_{1,g_p g_p} = \left(g_{p,1} g_{p,2} \frac{\hbar^2 n P}{4m_n^2 c} \right)^2 \frac{S_a \lambda^3}{V 2D} \frac{1}{(1 + \phi_{\lambda}^2)^2} \left(\sqrt{\frac{2}{\phi_{\lambda}}} (1 - \phi_{\lambda} (\phi_{\lambda} - 2)) + \phi_{\lambda}^2 - 3 \right), \quad (5.7)$$

1. Pour cela, une intégration Monte-Carlo des gradients issus de l'équation (4.19) sur le volume de la sphère serait nécessaire.

Le modèle (P_i^{mod}) dépend alors des paramètres P_0 , a , b , c , d , e et f^2 du taux de dépolarisation (5.2) et des paramètres des nouvelles interactions, à savoir la portée λ des interactions et les constantes de couplage $g_s g_p$ et g_p^2 . Comme nous avons vu que les données sont distribuées normalement autour du modèle classique, nous pouvons calculer la probabilité d'obtenir le jeu de N données (P_i^{mes}) :

$$p(\text{données}|\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2) = \frac{\prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{P_i^{\text{mod}}(\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2) - P_i^{\text{mes}}}{\sigma_i}\right)^2\right)}{\int_{\Omega} \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{P_i^{\text{mod}}(\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2) - P_i^{\text{mes}}}{\sigma_i}\right)^2\right) d\lambda d(g_s g_p) dg_p^2 d\vec{A}}, \quad (5.8)$$

où les σ_i sont les incertitudes sur les mesures de la polarisation. Le dénominateur de l'équation (5.8) permet de normaliser la probabilité. Les *paramètres d'intérêt* sont la portée et les constantes de couplage de l'interaction. Les paramètres contenus dans le vecteur \vec{A} correspondent à des *paramètres de nuisance* de notre modèle.

Une approche bayésienne reposant sur le théorème de Bayes,

$$p(A|B) = p(B|A) \frac{p(A)}{p(B)} \quad (5.9)$$

avec A et B deux événements, permet de supprimer la dépendance des paramètres \vec{A} . En effet, on peut écrire la probabilité de mesurer les paramètres \vec{A} , λ , $g_s g_p$, et g_p^2 avec les données obtenues, aussi appelée *probabilité a posteriori* :

$$p(\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2|\text{données}) = p(\text{données}|\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2) \times p(\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2), \quad (5.10)$$

en considérant que nous n'avons aucun *a priori* sur les résultats des mesures de polarisation ($p(\text{données})$ est constante). La probabilité $p(\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2)$ correspond à notre connaissance préalable des valeurs les plus probables des λ , $g_s g_p$ et g_p^2 : nous supposons ici que nous n'avons aucune. Afin d'enlever la dépendance de la probabilité a posteriori avec les paramètres de nuisance \vec{A} , l'approche bayésienne propose de marginaliser, c'est-à-dire intégrer la probabilité $p(\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2|\text{données})$ sur toutes les valeurs possibles de \vec{A} . On obtient alors la probabilité :

$$p(\lambda, g_s g_p, g_p^2|\text{données}) = \int_{\omega(\vec{A})} p(\text{données}|\vec{A}, \lambda, g_s g_p, g_p^2) d\vec{A}. \quad (5.11)$$

qui, pour un jeu de données fixé, ne dépend que des paramètres d'intérêts.

Plutôt qu'une intégration analytique (qui s'avère complexe dans notre cas) ou numérique grâce à une méthode Monte-Carlo, nous utiliserons une méthode de *vraisemblance profilée*. Pour chaque valeur de λ , nous traçons les maxima du numérateur de l'équation (5.8) en fonction de $g_s g_p$ et g_p^2 ³. En divisant chaque courbe par son intégrale numérique, on obtient la densité de probabilité a posteriori des constantes $g_s g_p$ et g_p^2 pour chaque valeur de portée, les valeurs de celles-ci allant de 1 μm à 1 mm. La figure 5.12 montre une de ces densités issue du Run 32 pour les constantes de couplage $g_s g_p$ pour une portée de 13 μm . On peut alors vérifier que la valeur la plus probable de $g_s g_p$ (qui correspond au mode de la densité de probabilité) pour cette portée est 0.

2. On note \vec{A} le vecteur contenant ces 7 paramètres.

3. Cette maximisation s'obtient par minimisation de l'argument de l'exponentielle correspondant à un χ^2 .

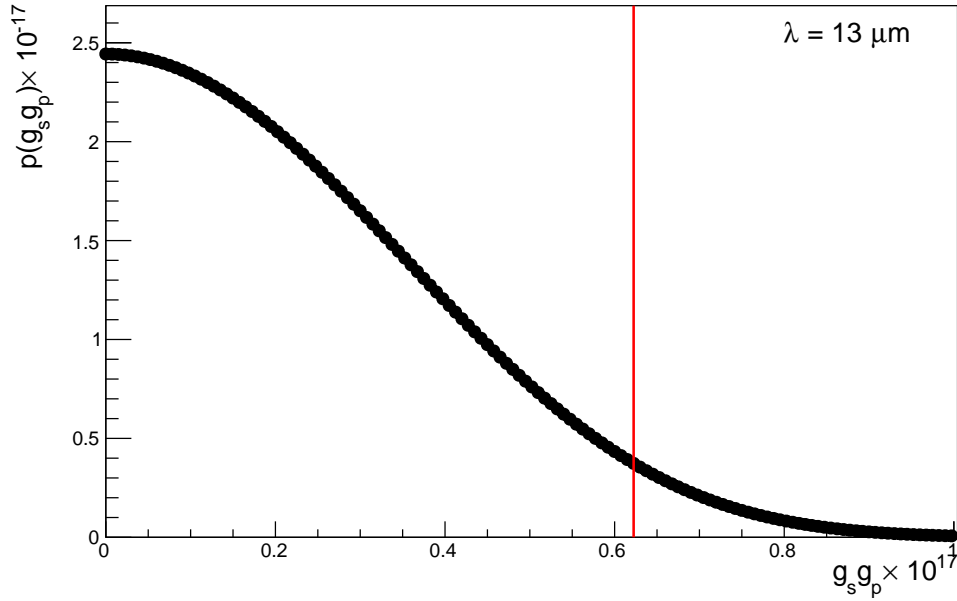


FIGURE 5.12 – Densité a posteriori sur le produit $g_s g_p$ pour une portée $\lambda = 13 \mu\text{m}$ issue du Run 32. Son intégrale à gauche de la ligne verticale vaut 95.5 %.

5.5.2 Contraintes issues des mesures de relaxation de l'hélium

À partir des densités de probabilité a posteriori de $g_s g_p$ et g_p^2 , il est possible de construire des intervalles de confiance. Ces intervalles sont tels qu'ils contiennent vraisemblablement la véritable valeur des constantes de couplage. Puisqu'a priori nous n'observons aucun signal induit par un couplage des nucléons avec un boson scalaire, les intervalles de confiance doivent contenir la valeur nulle. Nous déduisons des données, pour chaque valeur de portée λ , une limite supérieure (notée gg^{max}) de niveau de confiance α sur les produits des constantes de couplage gg défini par :

$$\int_0^{gg^{\text{max}}} p(\lambda, gg) dg = \alpha. \quad (5.12)$$

En prenant $\alpha = 95.5 \%$, nous obtenons une limite d'exclusion d'un couplage des nucléons avec un boson exotique (pseudoscalaire ou vecteur) associée à une probabilité de 95.5 % que cette hypothèse soit vraie. La figure 5.12 montre la valeur de cette limite sur $g_s g_p$ par une ligne verticale. En reproduisant cette intégration pour toutes les valeurs de λ considérées, on obtient la table 5.6 qui contient la limite d'exclusion extraite du Run 32 sur le couplage $g_s g_p$.

Pour des portées comprises entre $1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, nous avons obtenu la meilleure contrainte sur le couplage scalaire-pseudoscalaire avec le Run 32 :

$$g_s g_p \lambda^2 \leq 11 \times 10^{-28} \text{ m}^2 \text{ (95.5 \% C.L.)} \quad (5.13)$$

Notre expérience est donc le dispositif le plus sensible au couplage monopole-dipôle MD_r pour cette gamme de portée.

Ce traitement complet composé de la non-observation d'une déviation par rapport au modèle sans nouvelle particule et la construction de la fonction de densité a posteriori sur le paramètre $g_s g_p$ est fait pour chaque Run à notre disposition (voir table 5.1) La table 5.6 présente les limites obtenues pour chaque Run entre $1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$. La combinaison des contraintes individuelles

Run	Cellule	Pression [bar]	$g_s g_p \lambda^2 \text{ m}^2$ (95.5 % C.L.)
32	Axion01	1	11×10^{-28}
33	Axion01	4	6.7×10^{-28}
34	CCT12	4	21×10^{-28}
35	CCT12	1	11×10^{-28}
36	Axion01	2	11×10^{-28}
37	Axion01	3	5.0×10^{-28}
38	BuufferAsp	1	60×10^{-28}
39	Axion01	0.3	11×10^{-28}

TABLE 5.6 – Contraintes obtenues sur un couplage scalaire-pseudoscalaire pour des portées λ comprises entre 1 μm et 100 μm .

obtenues avec chaque Run permet d'obtenir une meilleure contrainte. On suppose pour cela que les données de chaque Run résultent d'expériences indépendantes. Les densités de probabilités a posteriori de chaque Run sont multipliées pour chaque valeur de portée et les fonctions obtenues sont alors normalisées à 1. La figure 5.13 présente les probabilités a posteriori obtenues pour tous les Runs ainsi que la combinaison de ces Runs. En utilisant (5.12), on peut définir la borne supérieure d'un intervalle de confiance à 95.5 % contenant le produit des constantes de couplage $g_s g_p$. Une nouvelle limite supérieure sur les constantes de couplage $g_s g_p$ est alors obtenue :

$$g_s g_p \lambda^2 \leq 3.3 \times 10^{-28} \text{ m}^2 \text{ (95.5 \% C.L.)}. \quad (5.14)$$

Nous la représentons sur la figure 5.14. Nous avons gagné un ordre de grandeur par rapport à la contrainte obtenue par [Petukhov *et al.*(2010)], ce qui correspond à une augmentation de deux ordres de grandeurs de la sensibilité de la méthode de mesure du taux de dépolarisation. Un facteur 7 d'amélioration de la contrainte sur $g_s g_p$ par rapport à [Afach *et al.*(2015)] a aussi été obtenu.

Une procédure tout à fait analogue permet d'obtenir une contrainte sur le couplage g_p^2 après construction de la probabilité a posteriori sur ce paramètre : la figure 5.15 montre la limite obtenue pour des portées comprises entre 1 μm et 100 μm . Pour ce type de couplage, la contrainte extraite n'est pas compétitive avec les autres limites obtenues en laboratoire. Cela s'explique par le fait que l'effet recherché est un taux de dépolarisation dépendant de P^2 avec un comportement particulier B_0 . Expérimentalement, ce type de dépolarisation est masqué par le terme normal f . Afin d'obtenir une meilleure limite sur le couplage g_p^2 , il est absolument nécessaire de diminuer les gradients proportionnels à la polarisation, comme discuté dans la section 5.4.4.

5.6 Conclusion

La mesure de l'évolution de la polarisation en fonction du temps pour plusieurs valeurs de champ magnétique et de polarisation a permis d'obtenir les valeurs des coefficients caractérisant la dépendance du taux de dépolarisation. Nous avons étudié les coefficients de l'équation (5.2) issus des ajustements-maître et certaines anomalies ont été montrées. Aucune déviation possédant le comportement particulier lié à l'échange d'un boson de faible masse n'a été observée. Ce résultat se traduit par une contrainte sur les potentiels MD_r et DD_2 induit par l'échange d'un boson scalaire entre deux nucléons dans l'espace des paramètres (λ, gg) . Notamment la limite sur le produit $g_s g_p$ obtenue a été amélioré d'un facteur 7. Une source de dépolarisation induite

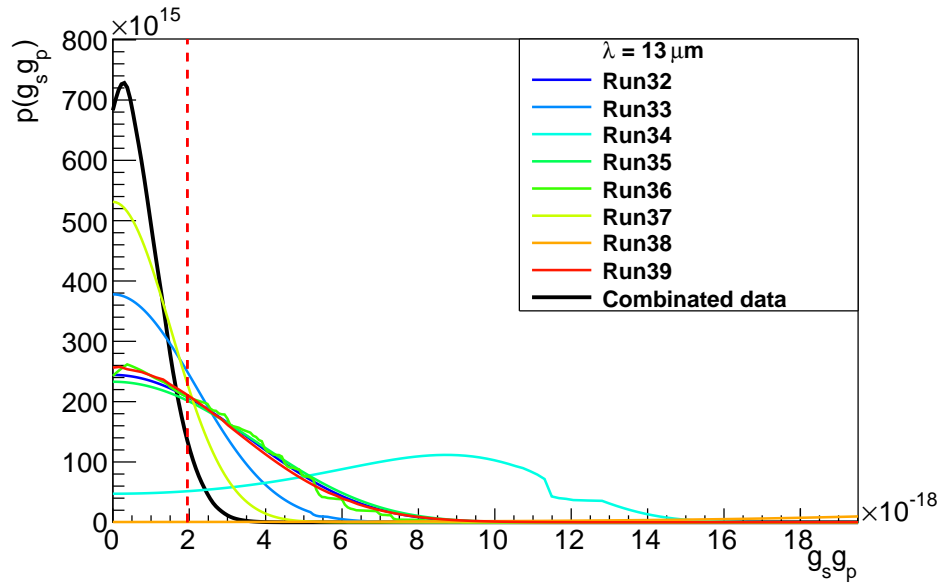


FIGURE 5.13 – Densités de probabilités a posteriori obtenues pour les Runs 32, 33, 34 et 35 ainsi que leur combinaison avec une portée d'interaction $\lambda = 13 \mu\text{m}$. La ligne verticale en pointillés représente la borne supérieure de l'intervalle de confiance à 95.5 % sur le produit $g_s g_p$ issue des données combinées.

par le gaz lui-même limite notre sensibilité à de nouvelles interactions. Nous avons proposé des pistes afin de réduire cet effet et augmenter notre sensibilité.

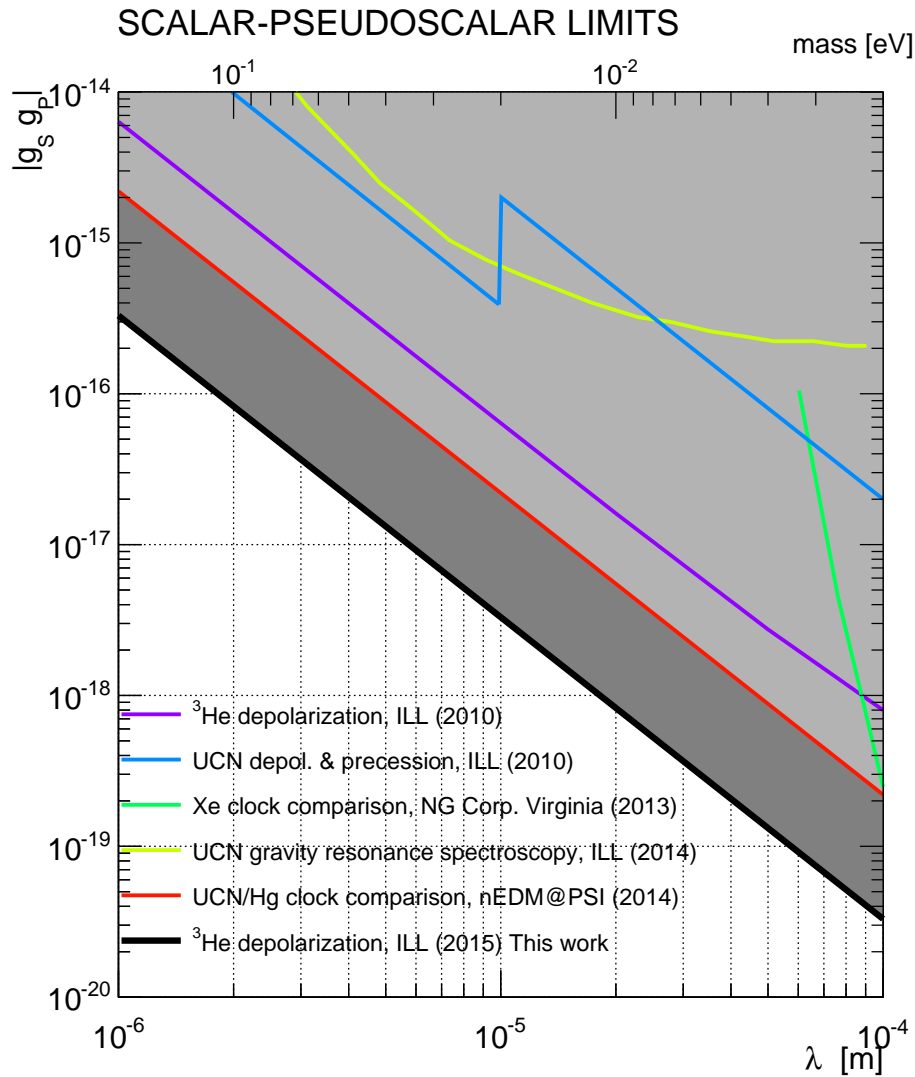


FIGURE 5.14 – Contraintes sur le couplage $g_s g_p$ d'une interaction induite par échange d'un boson scalaire en fonction de la portée λ et de la masse donnée par la relation $m = \frac{\hbar}{\lambda c}$. La ligne noire correspond à la contrainte obtenue dans cette thèse. La ligne violette représente la contrainte obtenue par la mesure du taux de dépolarisation de l'hélium 3 obtenue en 2010 à l'ILL [Petukhov *et al.*(2010)]. La ligne bleue représente la combinaison des contraintes obtenue par la mesure du taux de dépolarisation de neutrons ultrafroids et de leur fréquence de précession en 2010 à l'ILL [Serebrov(2009)]. La ligne verte foncée correspond à la limite obtenue grâce à une comparaison d'horloges atomiques avec des isotopes du xénon [Bulatowicz *et al.*(2013)]. La limite représentée par la ligne verte claire a été obtenue par une mesure des niveaux gravitationnels de neutrons ultrafroids faite à l'ILL [Jenke *et al.*(2014)]. La ligne rouge montre la limite déduite de la comparaison des fréquences de précession de neutrons ultrafroids et d'atomes de mercure fait au Paul Scherrer Institute [Afach *et al.*(2015)].

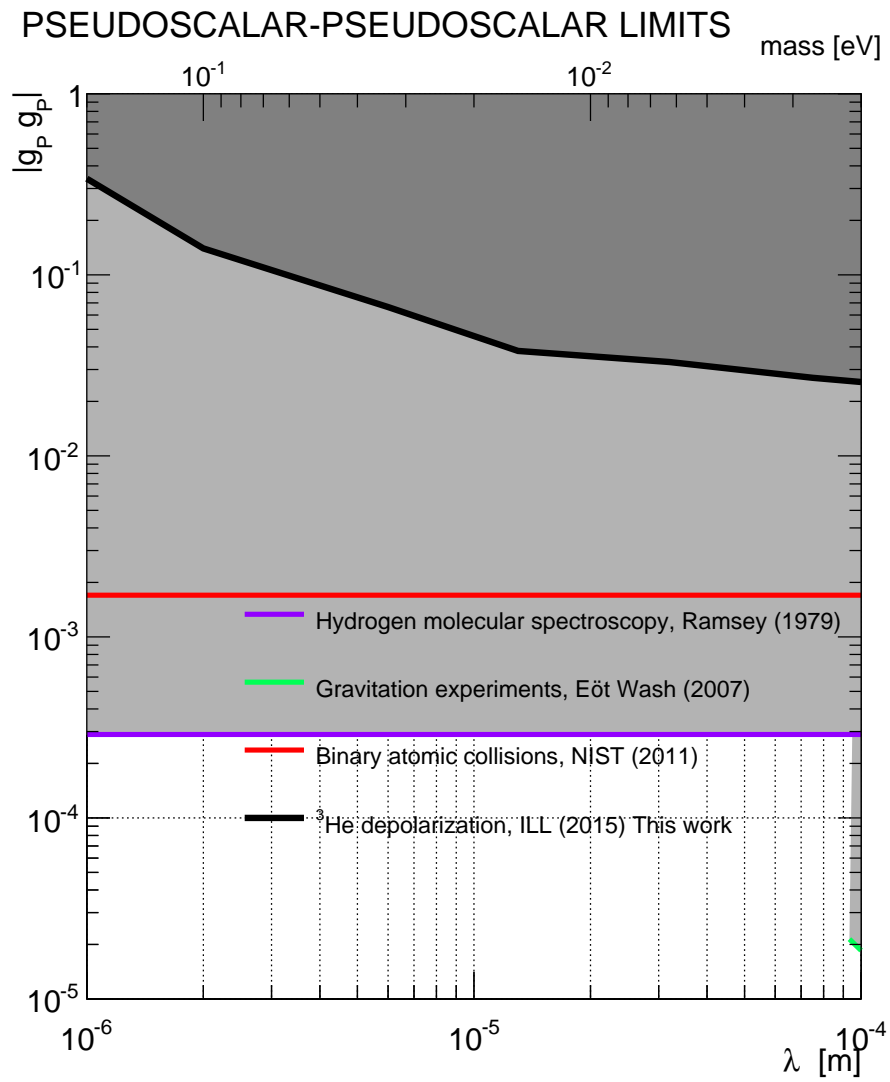


FIGURE 5.15 – Contraintes sur le couplage g_p^2 d'une interaction induite par échange d'un boson scalaire en fonction de la portée λ (se reporter à la section 1.6.2 pour les références des autres contraintes).

Conclusion et perspectives

La recherche d'une physique au-delà du Modèle Standard est au cœur de cette thèse. Notre canal d'exploration a été l'étude de nouvelles interactions de courte portée induisant des phénomènes anormaux sur le spin de la matière ordinaire. Nous avons montré que cette recherche s'inscrit dans le cadre de la recherche générique de nouveaux bosons de faible masse. Le point sur les formes d'interaction induite par l'échange d'un boson scalaire ou vecteur léger (avec une masse inférieure à 1eV) entre deux nucléons a été fait. La sonde que nous avons utilisée dans cette thèse pour tester l'existence de tels couplages est l'atome d'hélium 3 polarisé dont le spin interagit avec les nucléons des parois du contenant. Cette interaction se manifeste dans notre cas comme un champ pseudo magnétique de portée submillimétrique qui ouvre un nouveau canal de dépolarisation du gaz. Cette recherche utilisant de l'hélium 3 polarisé est une méthode originale mêlant la physique atomique et la magnétométrie de précision.

Une partie de cette thèse a été dédiée à la compréhension des mécanismes à l'origine de la dépolarisation des gaz d'atomes polarisés, notamment ceux dus au déplacement des atomes dans de faibles inhomogénéités magnétiques. Nous avons montré que la relaxation d'un gaz à forte pression dans un champ magnétique intense se comporte de la même façon, quelle que soit les formes des inhomogénéités ou de la cellule contenant le gaz. Ce résultat généralise ainsi le cas des gradients uniformes, bien connu dans la littérature. Nous pouvons alors paramétriser le taux de dépolarisation en fonction de la polarisation et du champ magnétique de maintien. La dépolarisation induite par une interaction de courte portée présente, elle, un comportement très particulier dont la dépendance avec le champ magnétique de maintien permet de la distinguer des contributions classiques. C'est cette particularité dans la dépolarisation d'un gaz polarisé que nous avons utilisée dans cette thèse pour rechercher une interaction exotique de courte portée.

Nous avons construit un appareillage pour mesurer le taux de dépolarisation du gaz d'hélium 3 polarisé. Le dispositif est constitué d'un blindage magnétique en μ -métal, afin d'atténuer les inhomogénéités magnétiques extérieures, et d'un solénoïde qui génère un champ magnétique très homogène. La cellule contenant le gaz polarisé est alors placée au centre de ce dispositif. Le gaz peut rester polarisé ainsi plusieurs jours voire plusieurs dizaines de jours. Deux magnétomètres placés en contact avec la cellule mesurent le champ magnétique généré par la cellule qui est proportionnel à la polarisation et la pression du gaz. L'utilisation combinée des deux magnétomètres permet de s'affranchir des fluctuations magnétiques ambiantes et assurent une précision de 200 pT sur une mesure de 1 s. Des inversions adiabatiques de la polarisation lors des mesures de polarisation permettent d'isoler la contribution induite par le gaz. A cause de la forte polarisation du gaz, un couplage entre le dispositif d'inversion et les atomes d'hélium apparaît et induit une dépolarisation brutale dépendante de l'état de polarisation du gaz. L'utilisation d'un pont de diode dans le système d'inversion permet de s'affranchir de cet effet indésirable. Nous mesurons alors la polarisation avec une précision de 60 pT à plusieurs instants, ce qui nous permet de calculer le taux de dépolarisation du gaz.

En répétant la mesure du taux de dépolarisation du gaz pour plusieurs valeurs de champs magnétiques de maintien, il est possible d'extraire sa dépendance avec l'intensité de ce champ. Nous avons présenté deux méthodes d'extraction de cette dépendance, en montrant les avantages et les inconvénients de chacune. Ces deux analyses nous ont permis de vérifier que les coefficients du taux de dépolarisation possèdent les bonnes dépendances avec la pression et la polarisation. Nous avons pu mettre en évidence quelques incohérences qui nécessitent des mesures complé-

mentaires. Nous avons aussi recherché dans ce signal la présence d'une dépolarisation anormale induite par une interaction MD_r ou DD_2 . L'absence d'un tel signal nous a permis de poser une contrainte dans l'espace des paramètres de couplages scalaire-pseudoscalaire et pseudoscalaire pur entre nucléons. Pour des portées comprises entre $1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, la limite sur le couplage scalaire-pseudoscalaire $g_s g_p$ obtenue est la plus compétitive. Elle améliore par un facteur 14 la précédente limite obtenue par [Petukhov *et al.*(2010)] et un facteur 5 la limite obtenue par [Afach *et al.*(2015)]. Nous avons démontré la pertinence de la méthode de recherche de nouvelles interactions de courte portée via l'analyse du taux de dépolarisation d'un gaz d'hélium 3 polarisé. L'accumulation de données, en répétant les mesures de dépolarisation avec des pressions et des cellules différentes, et la combinaison des résultats vont nous permettre de gagner en sensibilité dans cette gamme de portée.

Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur les potentiels d'interaction DD_2 et MD_r induits par l'échange de bosons scalaires légers. Le seul potentiel dépendant du spin induit par un boson scalaire restant est le potentiel MD_\perp qui dépend de la vitesse relative entre la source et le gaz. Par cette dépendance, la sensibilité attendu d'un couplage en g_s^2 n'est a priori pas compétitive avec les limites obtenues grâce à la recherche d'interactions monopole-monopole. La suite de l'analyse consiste à étudier les autres potentiels d'interaction dus à l'échange de bosons vecteurs. Les 6 potentiels dépendant du spin induits doivent donc être étudiés individuellement afin de voir les contraintes qu'il est possible d'en déduire.

Concernant l'expérience à proprement parler, des améliorations peuvent être envisagées afin d'augmenter la sensibilité par Run de l'expérience. Elles visent à diminuer le bruit de fond de notre expérience, à savoir les sources de dépolarisation classique.

- À forte polarisation quand le signal mesuré par les magnétomètres est le plus intense, le taux de relaxation est dominé par le terme du aux gradients magnétiques généré à l'intérieur de la cellule par le gaz. Or pour une cellule sphérique, ces gradients sont théoriquement nuls. Une étude plus approfondie de cette contribution anormale est nécessaire, notamment par la fabrication d'une cellule sphérique en verre moulé et dotée d'un appendice ne contenant pas de gaz. De cette façon, nous pourrions tester les deux hypothèses que nous avons émises pour expliquer cette dépolarisation anormale. La fabrication de cette cellule est actuellement à l'étude par le groupe Helium3 de l'ILL. La mesure du taux de dépolarisation à bas champ et forte polarisation de cette cellule nous permettra alors de conclure sur l'origine de cette dépolarisation anormale.
- Une fois cette contribution atténuée, un effort devra être fait sur l'amélioration de l'environnement magnétique dont le taux de relaxation associé sera dominant à faible champ magnétique. Pour cela, une recherche approfondie de dipôles magnétiques dans l'appareillage à proximité de la cellule permettra certainement d'améliorer les gradients magnétiques. Dans un second temps, une démagnétisation⁴ du blindage magnétique devrait augmenter le facteur d'atténuation des gradients de l'environnement.
- En parallèle de ces améliorations, le groupe Helium3 travaille activement à l'amélioration des enduits à l'intérieur des cellules. Outre une plus grande reproductibilité, ces efforts permettent d'obtenir des enduits répartis de façon plus homogène sur les parois, ce qui permettrait d'améliorer les temps de dépolarisation induit par collision des atomes d'hélium sur les parois d'une centaine d'heures à un millier d'heures. L'utilisation d'alcalins, autre que le rubidium et le césium, est aussi une piste dans cette quête.

Dans un avenir plus lointain, il est intéressant de se demander comment améliorer la sensibi-

4. On parle d'idéalisation dans le cas où le blindage magnétique se trouve dans un champ magnétique.

lité de notre expérience aux interactions de portée submillimétriques. Tout d'abord, remarquons le taux de relaxation se comporte en terme des constantes de couplages comme $(g_s g_p)^2$. Une précision relative de 10^{-4} , par exemple, sur le taux de dépolarisation se traduit donc par une sensibilité de 10^{-2} sur le produit $g_s g_p$. En revanche, le décalage en fréquence de la précession d'atomes polarisés est proportionnel à $g_s g_p$, ce qui se traduit par une meilleure sensibilité pour la même précision relative. Un concept d'expérience possible serait de mesurer la fréquence de précession des spins d'atomes polarisés à proximité des parois du contenant et de rechercher un écart dépendant de l'état de spin du gaz. Il s'agit de mesurer localement le champ magnétique à proximité des parois. Ce concept est déjà mis en œuvre dans les expériences de comparaison d'horloges. Cependant, à l'heure actuelle, tout le potentiel de découverte de cette méthode n'est pas utilisé pour les recherches de nouvelles forces de portée submillimétriques. En effet, les expériences, utilisant les neutrons ultrafroids comme sondes de l'interaction, ne bénéficient pas des grandes densités des gaz d'atomes polarisés : un litre de gaz à 1 bar contient 10^{22} atomes, à comparer avec quelques milliers de neutrons ultrafroids utilisés pour chaque mesure. Les neutrons ultrafroids, en revanche, permettent de mesurer localement le champ pseudomagnétique à cause de la gravité. Dans les expériences utilisant des atomes à des pressions proches d'une atmosphère, la source générant la dépolarisation est une masse se trouvant à l'extérieur de la cellule, ce qui ne permet pas de sonder les portées submillimétriques. Toute la problématique de ce concept d'expérience utilisant des gaz d'atomes polarisés comme sonde d'une nouvelle interaction est la méthode de mesure locale de la fréquence de précession des atomes à proximité de la paroi. En effet, la fréquence de précession des atomes d'hélium 3, qui présentent des temps de dépolarisation transverses de plusieurs heures, ne peut être mesurée optiquement. Une espèce atomique dont la précession est mesurable optiquement serait de ce point de vue-là préférable.

L'utilisation de gaz d'atomes polarisés pour rechercher une nouvelle interaction de portée submillimétrique ouvre de nombreuses opportunités et de nouveaux challenges techniques à relever.

Dérivation du potentiel d'interaction entre deux particules induit par l'échange d'un boson scalaire massif

Nous allons dériver le potentiel d'interaction entre une source (polarisée ou non polarisée) et une particule polarisée par échange d'un boson scalaire. Pour cela, nous allons calculer le champ généré par une source. Ce champ interagissant avec une particule sonde sera alors interprété comme un potentiel d'interaction entre la source et la sonde.

Considérons un très grand nombre de particules ψ_1 que l'on appellera "source" d'épaisseur d dans la direction \vec{e}_x qui interagit avec une particule (appelée "sonde") via un champ scalaire ϕ . Ce système et ses interactions sont alors décrits par la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{source}} + \mathcal{L}_{\text{sonde}} + \mathcal{L}_{\text{champ scalaire}} + \mathcal{L}_{\text{interaction}} \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\mathcal{L}_{\text{source}} = i\bar{\psi}_1 (\not{\partial} - m) \psi_1, \quad (\text{A.2})$$

$$\mathcal{L}_{\text{sonde}} = i\bar{\psi}_2 (\not{\partial} - m) \psi_2, \quad (\text{A.3})$$

$$\mathcal{L}_{\text{champ scalaire}} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{m_\phi^2}{2} \phi^2, \quad (\text{A.4})$$

$$\mathcal{L}_{\text{interaction}} = g_s \phi \bar{\psi}_1 \psi_1 + i g_p \phi \bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_1 + g_s \phi \bar{\psi}_2 \psi_2 + i g_p \phi \bar{\psi}_2 \gamma^5 \psi_2. \quad (\text{A.5})$$

Les masses des particules sources et de la particule sonde sont supposées identiques et notées m . Celle du champ scalaire est notée m_ϕ . Comme les particules sources et sonde peuvent être différentes, les constantes de couplage scalaires et pseudoscalaires entre le champ scalaire et une particule source (resp. sonde) sont appelées g_s et g_p (resp. g_s et g_p).

Calculons le champ scalaire généré par une particule "source" grâce à l'équation d'Euler Lagrange sur ϕ :

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m_\phi^2 \phi = g_s \bar{\psi}_1 \psi_1 + i g_p \bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_1. \quad (\text{A.6})$$

Prenons le cas d'une source macroscopique infinie de densité volumique n et d'épaisseur d selon la direction x . Les deux termes $\bar{\psi}_1 \psi_1$ et $\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_1$ correspondent à des sources du champ ϕ via un couplage scalaire et pseudoscalaire. Dans la limite non-relativiste, en décomposant le champ ψ_1 sous la forme d'un vecteur contenant une grande et une petite composantes $\psi_1 = \begin{pmatrix} \varrho_1 \\ \chi_1 \end{pmatrix} e^{-imt}$, on obtient :

$$\bar{\psi}_1 \psi_1 = n \mathbb{1}_{[-d,0]}(x), \quad (\text{A.7})$$

$$\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_1 = -\frac{in}{2m} \vec{P} \cdot \vec{\nabla} (\mathbb{1}_{[-d,0]}) = -\frac{in}{2m} P_z (\delta_{-d}(x) - \delta_0(x)), \quad (\text{A.8})$$

avec P_z la polarisation de la source dans la direction z . Le champ scalaire généré par la source macroscopique, solution de l'Équation A.6 s'écrit alors :

$$\phi_s(x > 0) = - \left(\frac{ng_s}{2m_\phi^2} + \frac{ng_p P_z}{4mm_\phi} \right) e^{-m_\phi x} (1 - e^{-m_\phi d}). \quad (\text{A.9})$$

La dernière étape consiste à écrire l'équation d'évolution de la grande composante ρ_2 du spineur ψ_2 dans la limite non relativiste, dans le cas où l'interaction du champ avec la sonde dépend du spin de cette dernière :

$$i \frac{\partial \rho_2}{\partial t} = \frac{p^2}{2m} \rho_2 + g_s \phi \rho_2 - g_p \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \phi}{2m} \rho_2 + \frac{g_p^2}{2m} \phi^2 \rho_2 \quad (\text{A.10})$$

qui est une équation de Schrödinger. Il est alors possible d'en déduire le potentiel d'interaction V entre la sonde et la source. Dans le second membre de l'équation (A.10), on ne considérera que le terme linéaire en ϕ : en effet, le terme en ϕ^2 , qui correspond à l'échange de deux bosons scalaires, ne dépend pas du spin de la sonde. En se replaçant dans le système d'unités international, on obtient le potentiel d'interaction de la source (polarisée ou non) avec le spin de la particule sonde (supposé aligné avec l'axe z) :

$$V(x) = \left\{ -g_s^2 \frac{n\lambda^2 \hbar c}{2} - g_s g_p \frac{n\hbar^3 P_z}{4m^2 c} - g_s g_p \frac{n\lambda \hbar^2 \sigma_z}{4m} - g_p^2 \frac{n\hbar^3 P_z \sigma_z}{8m^2 c} \right\} e^{-x/\lambda} (1 - e^{-d/\lambda}). \quad (\text{A.11})$$

Calcul de la forme du champ magnétique généré par une cellule d'hélium 3 cylindrique

B.1 Champ magnétique dipolaire

Supposons une cellule d'hélium 3 polarisée de rayon R et de longueur L immergée dans un champ magnétique $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ aligné avec l'axe du cylindre. A cause de la grande valeur du moment magnétique de l'hélium 3, à très forte pression, l'aimantation du gaz n'est pas négligeable et vaut :

$$M_0 = \frac{N}{V} \mu_{\text{He}} P \quad (\text{B.1})$$

avec N/V la densité de gaz et P la polarisation. La magnétisation est homogène dans la cellule et parallèle au champ principal B_0 . La cellule se comporte alors comme un aimant.

Une approche dite coulombienne du problème permet de connaître la valeur du champ magnétique généré à l'intérieur et à l'extérieur de la cellule par la gaz. On considère le potentiel magnétique scalaire :

$$\phi_M = \int_V d^3 r' \vec{M}_0 \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) = \oint_S d^2 r' \frac{\vec{M}_0 \cdot \vec{n}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} - \int_V d^3 r' \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{M}_0(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (\text{B.2})$$

avec \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface de la cellule.

B.2 Cas d'une cellule cylindrique et d'une cellule sphérique

En considérant le problème d'une aimantation uniforme dans le volume V , la divergence de l'aimantation $\vec{\nabla} \cdot \vec{M}_0$ est nulle. L'expression du potentiel magnétique se simplifie alors comme :

$$\phi_M(\vec{r}) = \oint_S d^2 r' \frac{\vec{M}_0 \cdot \vec{n}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (\text{B.3})$$

Lorsque l'aimantation est alignée avec l'axe du cylindre, on peut décomposer l'intégrale fermée selon deux intégrales sur les surfaces supérieure et inférieure du cylindre :

$$\phi_M(\vec{r}) = \int_{S_{\text{top}}} \frac{M_0}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^2 r' - \int_{S_{\text{bottom}}} \frac{M_0}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^2 r' \quad (\text{B.4})$$

Les surfaces S_{top} et S_{bottom} ont pour coordonnées selon z $L/2$ et $-L/2$.

En utilisant un développement de $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ en coordonnées cylindriques [Jackson(1975)] :

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk e^{im(\theta-\theta')} J_m(kr) J_m(kr') e^{-k(z_>-z_<)} \quad (\text{B.5})$$

avec J_m la fonction de Bessel cylindrique d'ordre m , $z_> = \max(z, z_{\text{surface}})$ et $z_< = \min(z, z_{\text{surface}})$. Le développement de l'élément de volume $d^2\vec{r}'$ en coordonnées cylindriques sur les surfaces S_{top} et S_{bottom} dans l'équation (B.4) donne :

$$\phi_M = M_0 \sum_m \int_0^{\infty} dk \int_0^{2\pi} d\theta' e^{im(\theta-\theta')} \int_0^R r' dr' J_m(kr) J_m(kr') e^{-kL/2} \times 2 \sinh kz \quad (\text{B.6})$$

$$= 4\pi M_0 \int_0^{\infty} dk \int_0^R r' dr' J_0(kr) J_0(kr') e^{-kL/2} \sinh kz \quad (\text{B.7})$$

puisque $\int_0^{2\pi} d\theta' e^{-im\theta'} = 2\pi\delta(m=0)$ où $\delta(m=0)$ est le symbole de Kroenecker sur l'entier m .

En utilisant les propriétés des fonctions de Bessel $J \frac{d}{dx} (x^n J_n(x)) = x^n J_{n-1}(x)$, on obtient l'expression de ϕ_M :

$$\phi_M = 4\pi M_0 R \int_0^{\infty} dk J_0(kr) e^{-kL/2} \sinh kz \frac{J_1(kr)}{k} \quad (\text{B.8})$$

A partir du potentiel scalaire ϕ_M , on peut en déduire l'expression du champ magnétique \vec{B} :

$$\vec{B} = 4\pi \vec{M}_0 + \vec{H} - \frac{8\pi}{3} \vec{M}_0 \quad (\text{B.9})$$

avec $\vec{H} = -\vec{\nabla}\phi_M$. Le dernier terme dans l'équation (B.9) vient du fait que l'hypothèse de magnétisation uniforme de la cellule n'est pas vraie. En effet, puisque que l'aimantation dans la cellule est induite par un gaz polarisé (et non un milieu continu) et que la probabilité d'avoir un atome en un point \vec{r}' donné est extrêmement faible, on retire la contribution magnétique $\vec{B}_s = \frac{8\pi}{3} \vec{M}_0$ d'une sphère uniformément aimantée autour du point \vec{r}' . Ce dernier point fait l'objet d'une certaine controverse au sein de la communauté scientifique [Allmendinger *et al.*(2014a), Romalis *et al.*(2014), Allmendinger *et al.*(2014b)]. Cependant, puisque nous nous intéressons aux gradients magnétiques, cette contribution n'a pas d'importance.

Finalement, on obtient :

$$\vec{B} = \frac{4\pi}{3} \vec{M} - \vec{\nabla}\phi_M \quad (\text{B.10})$$

Les composantes du champ $\vec{B} = B_r \vec{e}_r + B_\theta e_\theta + B_z \vec{e}_z$ sont alors :

$$B_r = 4\pi M_0 R \int_0^{\infty} dk J_1(kr) J_1(kR) \sinh(kz) e^{-kL/2} \quad (\text{B.11})$$

$$B_\theta = 0 \quad (\text{B.12})$$

$$B_z = 4\pi M_0 \left(\frac{1}{3} - R \int_0^{\infty} dk J_0(kr) J_1(kR) \cosh(kz) e^{-kL/2} \right) \quad (\text{B.13})$$

Mesure des coefficients d'atténuation du blindage de test

Nous avons à notre disposition 3 blindages cylindriques de 0.9 mm d'épaisseur et de 30 cm de longueur. Ces cylindres ont respectivement un diamètre de 10 cm, 12 cm et 14 cm. Afin de connaître les coefficients de blindage et les perméabilités de chaque blindage, il faut mesurer l'atténuation du champ magnétique par le blindage. Pour cela, la fluxgate 100 est placée au centre de chaque cylindre de μ -métal. Une bobine de 72 cm par 61 cm constituée de 8 enroulements de fils, placée à hauteur des senseurs de la fluxgate 100, génère un champ magnétique oscillant à une fréquence de 10 mHz. Le coefficient de blindage est alors calculé en faisant le rapport entre l'amplitude de champ magnétique vu par la fluxgate 100 à l'intérieur du blindage et l'amplitude vue sans blindage. L'utilisation d'un signal oscillant à faible fréquence permet de s'affranchir des fluctuations magnétiques induites par l'environnement. Les coefficients de blindage sont déterminés pour plusieurs valeurs de courant injecté dans la bobine ($I = 100$ mA, $I = 300$ mA, $I = 1$ A et $I = 3$ A) et le coefficient de blindage pour un courant nul est obtenu par régression linéaire. Les résultats de cette expérience sont donnés dans le Tableau C.1. Des valeurs de coefficient de blindage transverse, on peut extraire la perméabilité du matériau pour chaque couche. Les erreurs associées à chaque valeur de perméabilité est de l'ordre de 5%.

Pour améliorer l'efficacité des blindages sans avoir à utiliser un matériau de meilleure perméabilité, on utilise des blindages multi-couches en insérant une couche de blindage à l'intérieur d'une autre de façon concentrique. [Budker *et al.*(2002)] donne le coefficient de blindage transverse pour un blindage multicouche en fonction des coefficients de blindage $S^{(i)}$ de chaque couche :

$$S_T = S_T^{(n)} \prod_{i=1}^{n-1} S_T^{(i)} d_{i+1,i}, \quad (\text{C.1})$$

où $d_{i+1,i}$ est un terme dépendant de la géométrie des couches. [Dubbers(1986)] et [Sumner *et al.*(1987)] donnent que le coefficient de blindage S vaut :

$$S = 1 + \sum_{i=1}^n S^{(i)} + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^n S^{(i)} S^{(j)} d_{ij} + \dots + S^{(1)} S^{(2)} \dots S^{(n)} d_{12} d_{23} \dots d_{n-1,n}. \quad (\text{C.2})$$

	S_T	S_L	μ (estimée)
Couche 1	110.6 ± 1.3	33.4 ± 1.6	12100
Couche 2	82.0 ± 2.6	27.6 ± 1.9	10800
Couche 3	76.7 ± 2.3	19.8 ± 0.4	11800

TABLE C.1 – Coefficients de blindage transverses et longitudinaux ainsi que la perméabilité estimée à partir du coefficient de blindage transverse (4.1) pour les trois couches de blindage cylindriques.

	S_T (mesuré)	S_L (mesuré)	S_T (attendu)	S_L (attendu)
Couches 1+2	1524	84.5	2965	62
Couches 2+3	880	54.4	1829	48
Couches 1+2+3	3983	106	61146	82

TABLE C.2 – Coefficients de blindage transverses et longitudinaux mesuré expérimentalement et attendus à partir des mesures issues de la Table C.1 et de (C.2).

Dans le cas du coefficient de blindage transverse, $d_{ij} = 1 - (D_i/D_j)^2$: (C.1) et (C.2) sont donc équivalentes pour des coefficients de blindages très grands devant 1 disposés de façon concentrique. Pour un blindage longitudinal, le terme géométrique est $d_{i,j} = 1 - L_i/L_j$: (C.1) et (C.2) ne sont plus équivalentes puisque les longueurs des blindages peuvent être égales (ce qui est le cas pour nos couches).

En utilisant (C.2), il est possible d'estimer les coefficients de blindage S_T et S_L pour l'ensemble composé de deux ou trois couches de blindage et de les comparer à des mesures, avec la même procédure expérimentale. La Table C.2 montre ces résultats, un bon accord entre l'estimation théorique à partir des coefficient de blindage pour chaque couche et la mesure directe de l'atténuation par plusieurs couches est obtenue. Nous avons donc à notre disposition un blindage magnétique composé de plusieurs couches de μ -métal, capable de blinder efficacement les fluctuations lentes du champ magnétique environnant les magnétomètres.

Quantifier la stabilité temporelle

Pour caractériser le bruit d'un signal échantillonné en temps, nous avons utilisé deux outils : la densité spectrale de bruit, et l'écart-type d'Allan. Dans cette annexe nous donnons les définitions et conventions utilisées.

La *densité spectrale de puissance* permet de caractériser le bruit présent dans un signal en utilisant sa transformée de Fourier. Prenons un signal $y(t)$ (exprimé en Y) mesuré durant un temps T et sa transformée de Fourier $\tilde{y}(\omega)$:

$$\tilde{y}(\omega) = \int_0^T y(t) \exp(i\omega t) dt. \quad (\text{D.1})$$

La densité spectrale de puissance $S_y(f)$ est donnée par :

$$S_y(\omega) = |\tilde{y}(\omega)|^2/T. \quad (\text{D.2})$$

Elle s'exprime donc Y^2 Hz.

Appliquée à l'origine pour étudier la stabilité de la fréquence donnée par des horloges [Allan(1966), Barnes *et al.*(1971)], l'*écart-type d'Allan* (ou ASD) peut être utilisé pour caractériser la stabilité temporelle d'un champ magnétique. Considérons un échantillon $(y_k)_{k=1\dots N}$ constitué de N acquisitions de la quantité y sur une durée totale de T (soit une mesure tout les $\tau = T/N$). On définit la moyenne sur n échantillons comme

$$y_l^{(n)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_{ln+i}. \quad (\text{D.3})$$

L'écart-type d'Allan σ_{Allan} se calcule grâce à

$$\sigma_{\text{Allan}}^2(n) = \sqrt{\frac{1}{2\left(\frac{N}{n} - 1\right)} \sum_{l=1}^{\frac{N}{n}-1} \left(y_{l+1}^{(n)} - y_l^{(n)}\right)^2}. \quad (\text{D.4})$$

L'écart-type d'Allan permet étudier les fluctuations d'échantillons moyennés en fonction de l'échelle de temps d'intégration. On trace généralement $\sigma_{\text{Allan}}(n)$ en fonction de $n\tau$.

La figure D.1 montre un exemple d'ASD avec $\tau = 1$ s. On peut relier la densité spectrale de puissance S_y de la quantité y mesurée à l'ASD de ses mesures via [Barnes *et al.*(1971)] :

$$\sigma_{\text{Allan}}(n) = \frac{2}{\pi n \tau} \int_0^\infty du S_y \left(\frac{u}{\pi n \tau} \right) \frac{\sin^4 u}{u^2}. \quad (\text{D.5})$$

Le comportement de l'ASD en $(n\tau)^{-1/2}$ pour les temps courts ($n\tau \geq 10$ s) correspond à des fluctuations gaussiennes¹ de y autour de la valeur moyenne "vraie". Cela signifie que moyenner

1. Les fluctuations gaussiennes sont associées à une densité spectrale de puissance constante à toutes les fréquences.

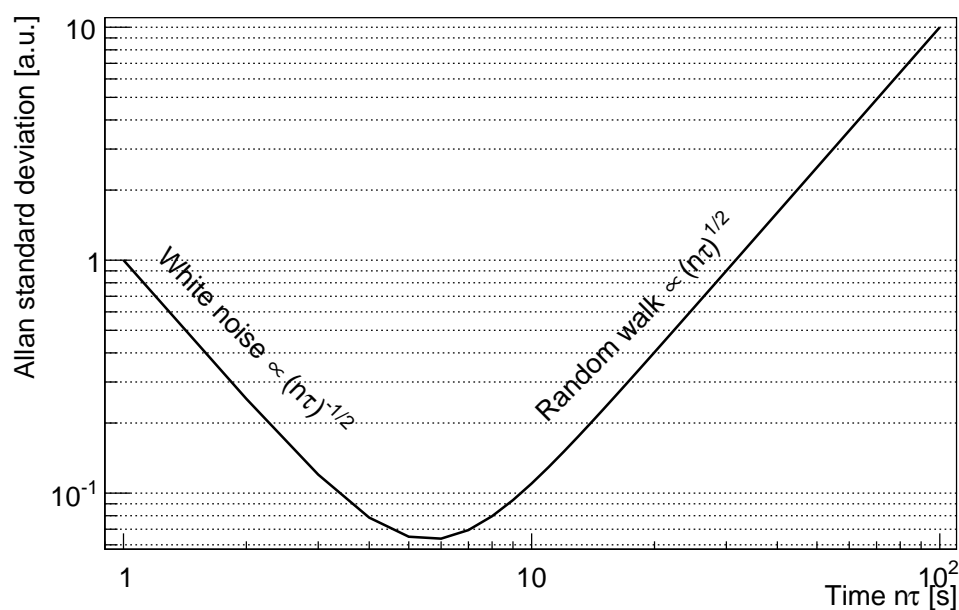


FIGURE D.1 – Exemple d'écart-type d'Allan avec $\tau = 1$ s.

les mesures sur 10 s permettra d'augmenter la précision de la mesure de y . Pour des temps plus longs (au delà de 10 *rms*), l'ASD évolue comme $(n\tau)^{1/2}$: les mesures y suivent une marche aléatoire². Une dérive linéaire des mesures correspond à une augmentation globale de l'écart-type à toutes les échelles de temps.

2. Cela correspond à une densité de puissance en $1/f^2$.

Description d'un champ magnétique à symétrie cylindrique

De façon général, au centre d'un dispositif générant un champ magnétique, il n'y a pas de courant qui circule. L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit alors : $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{0}$. On peut écrire \vec{B} avec un champ scalaire ϕ_M comme $\vec{B} = -\vec{\nabla}\phi_M$. L'équation de Maxwell-Ampère donne alors l'équation de Laplace $\Delta\phi_M = 0$.

Dans le cas d'un dispositif à symétrie cylindrique, on peut écrire $\phi_M = \phi_M(\rho, \theta, z)$ avec $(\rho = 0, \theta, z = 0)$ qui correspond au centre du dispositif. Cette fonction possède d'autres propriétés induites par la symétrie de l'appareil :

- le dispositif est invariant par rotation autour de l'axe de symétrie : $\phi_M = \phi_M(\rho, z)$
- il possède une symétrie centrale : $\phi_M(\rho, z) = -\phi_M(\rho, -z)$, donc $z \mapsto \phi_M(\rho, z)$ est une fonction impaire.

On écrit le Laplacien en coordonnées cylindriques :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi_M = 0 \quad (\text{E.1})$$

et en utilisant la méthode de séparation des variables pour $\phi_M = R(\rho)Z(z)$, on a :

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - k^2 Z = 0 \quad (\text{E.2})$$

$$\frac{d^2 R}{du^2} + \frac{1}{u} \frac{dR}{du} + k^2 R = 0 \quad (\text{E.3})$$

où k est une constante correspondant aux caractéristiques du dispositif et $u = kf$. L'équation (E.3) est donc une équation de Bessel d'ordre 0.

Ce système d'équation donne $Z(z) = A \exp(kz) + B \exp(-kz)$ et $R(u) = J_0(u)$ où J_0 est la fonction de Bessel cylindrique d'ordre 0 et A et B sont des constantes d'intégration. La fonction J_0 peut être développée en série comme $J_0(u) = \sum_{j=0}^{\infty} a_j u^j$ avec les a_j des constantes.

Finalement, avec un choix de jauge judicieux, on obtient

$$\phi_M = (A \exp(kz) + B \exp(-kz)) \sum_{j=0}^{\infty} a_j u^j. \quad (\text{E.4})$$

Comme $z \mapsto \phi_M(r, z)$ est une fonction impaire, $A = -B$. De plus, il est possible de calculer le champ magnétique au centre du dispositif $B(0, 0, 0)$. Comme $\vec{B} = -\vec{\nabla}\phi_M$, on a

$$b_\rho(\rho, \theta, z) = \frac{B(0, 0, 0)}{k} \sinh(kz) \frac{dJ_0(k\rho)}{d\rho} \quad (\text{E.5})$$

$$b_z(\rho, \theta, z) = B(0, 0, 0) \cosh(kz) J_0(k\rho). \quad (\text{E.6})$$

Si on suppose que ρ et z sont petits devant les dimensions du dispositif, on peut développer les fonctions de Bessel et hyperboliques au deuxième ordre, ce qui conduit à :

$$B_\rho(\rho, \theta, z) = 2B(0, 0, 0)Q\rho z \quad (\text{E.7})$$

$$b_z(\rho, \theta, z) = B(0, 0, 0)(1 + Q(\rho^2 - 2z^2)), \quad (\text{E.8})$$

avec $Q = -\frac{k^2}{4}$.

Le champ magnétique B s'écrit alors :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b} \quad (\text{E.9})$$

avec $\langle \vec{b} \rangle = \vec{0}$, ce qui donne

$$\langle \vec{B} \rangle = \langle \vec{B}_0 \rangle = B(0, 0, 0) \left(1 + \frac{Q}{V} \int_V \rho d\rho d\theta dz (\rho^2 - 2z^2) \right) \vec{e}_z$$

avec V le volume considéré. Finalement,

$$\vec{B}_0 = B(0, 0, 0) \left(1 + \frac{Q}{V} \int_V \rho d\rho d\theta dz (\rho^2 - 2z^2) \right) \vec{e}_z \quad (\text{E.10})$$

$$\vec{b} = 2QB(0, 0, 0)\rho z \vec{e}_\rho + B(0, 0, 0)Q \left(\rho^2 - 2z^2 - \frac{1}{V} \int_V \rho d\rho d\theta dz (\rho^2 - 2z^2) \right) \vec{e}_z \quad (\text{E.11})$$

Résultats de l'analyse des Runs

Le chapitre 5 présente uniquement les données brutes du Run 32. Cette annexe donne l'ensemble des données des Runs 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38 et 39. Celles-ci sont représentées sous la forme de deux graphes. Le premier, correspondant à la figure 5.5, contient les mesures des taux de relaxation du gaz en fonction de la valeur de champ magnétique principal. Il est construit à partir de la première analyse cycle à cycle. Chaque couleur représente une série de mesure. Le deuxième présente la reconstruction de la polarisation en fonction du temps avec l'ajustement maître ainsi que les résidus. Les coefficients du taux de relaxation (5.2) issus de l'ajustement sont donnés en légende. Ce graphe correspond au graphe du haut de la figure 5.7.

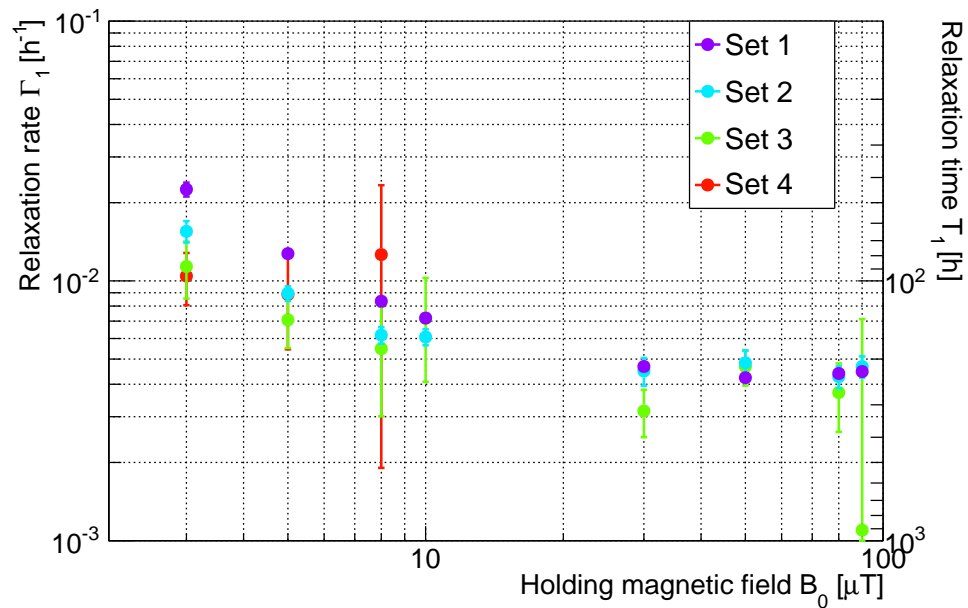


FIGURE F.1 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 31 (Axion01 à 1 bar).

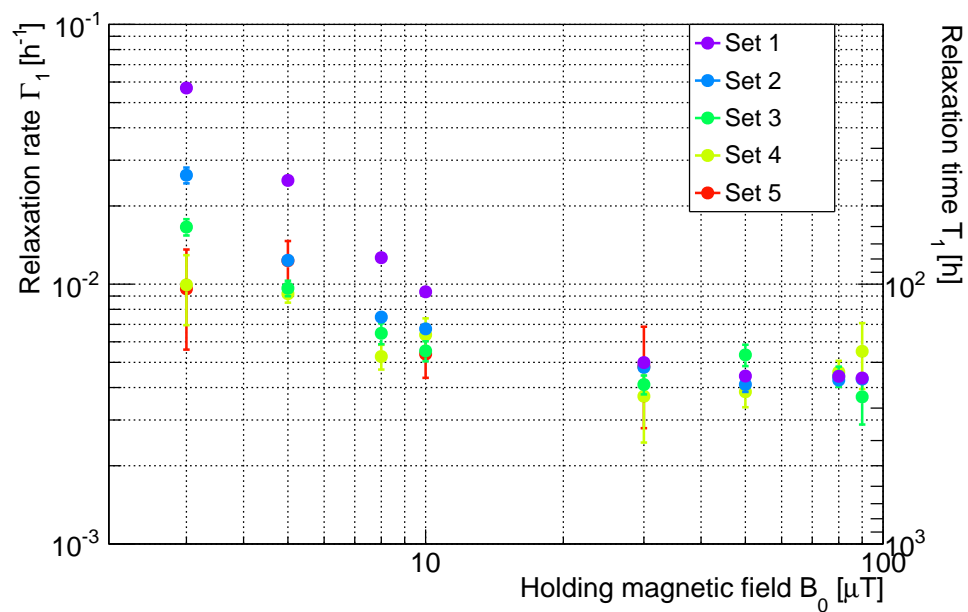


FIGURE F.2 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 32 (Axion01 à 1 bar).

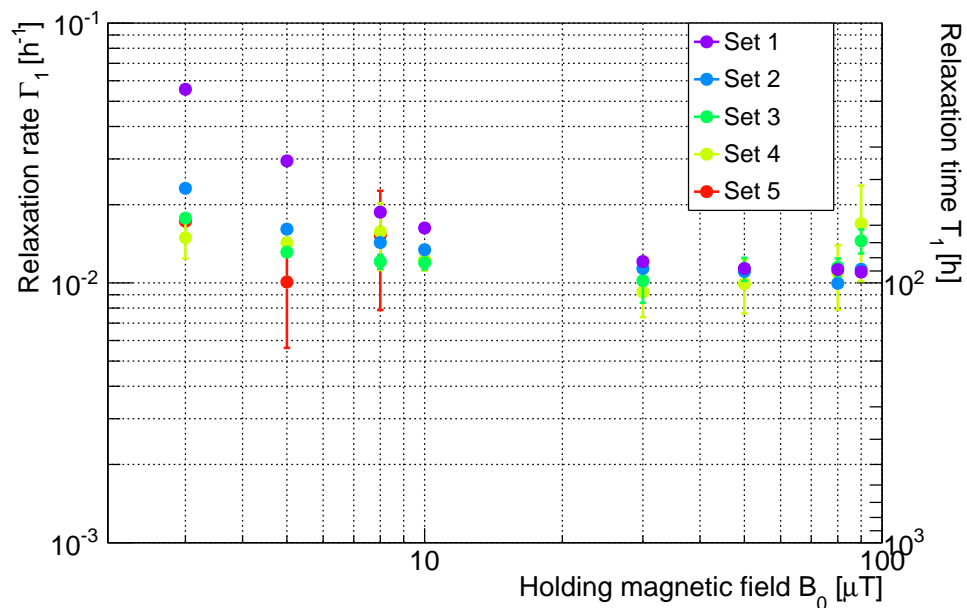


FIGURE F.3 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 33 (Axion01 à 4 bar).

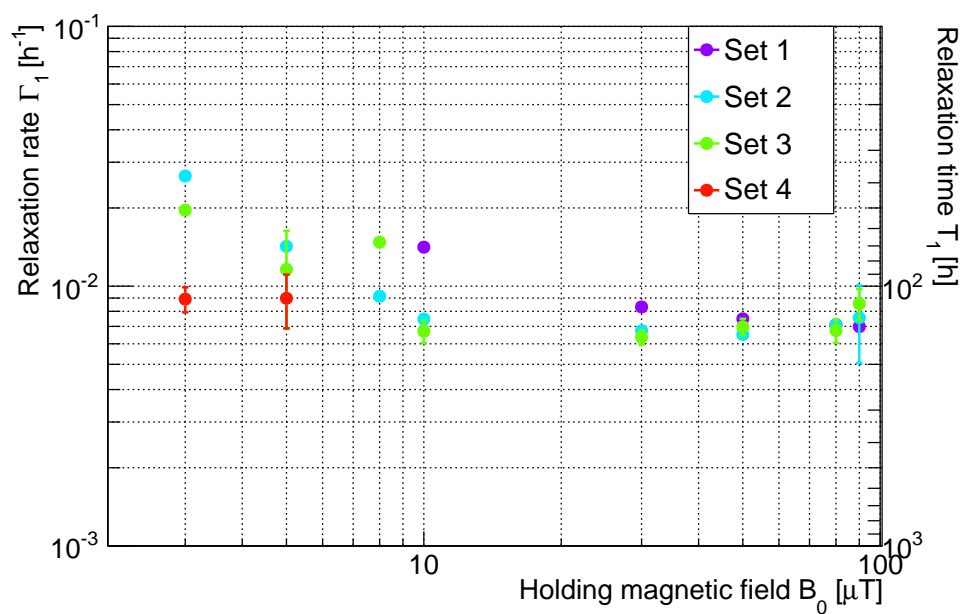


FIGURE F.4 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 34 (CCT12 à 4 bar).

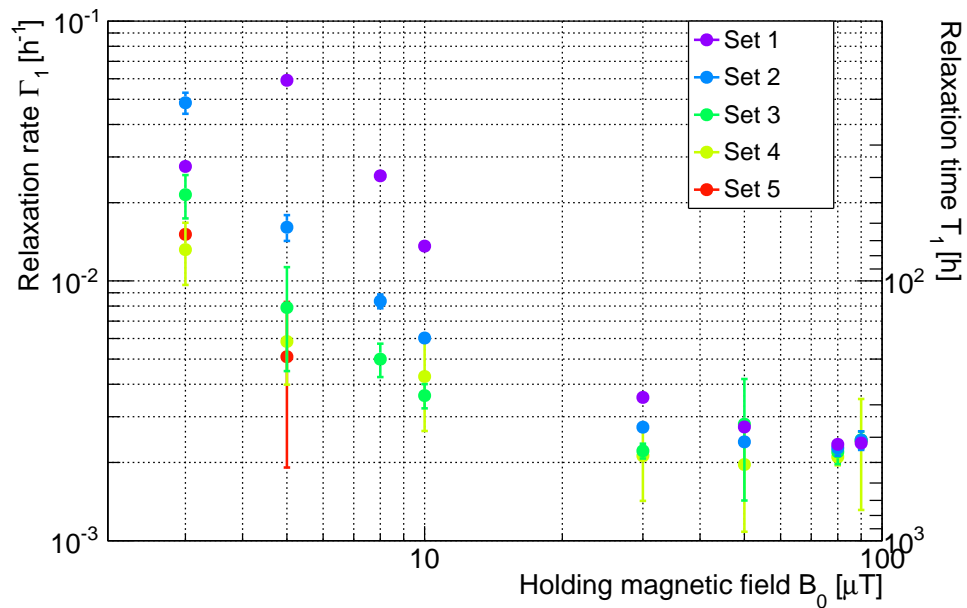


FIGURE F.5 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 35 (CCT12 à 1 bar).

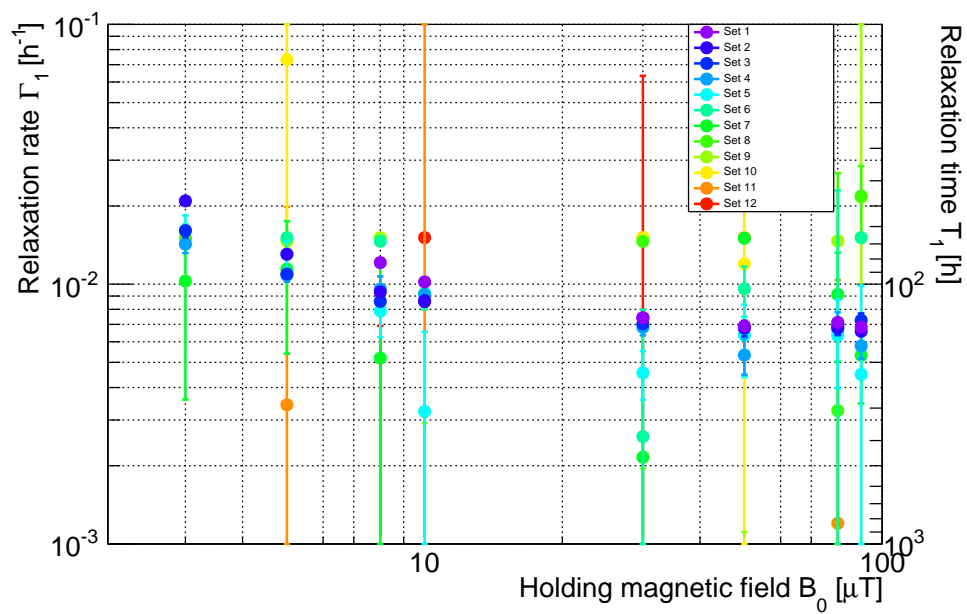


FIGURE F.6 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 36 (Axion01 à 2 bar).

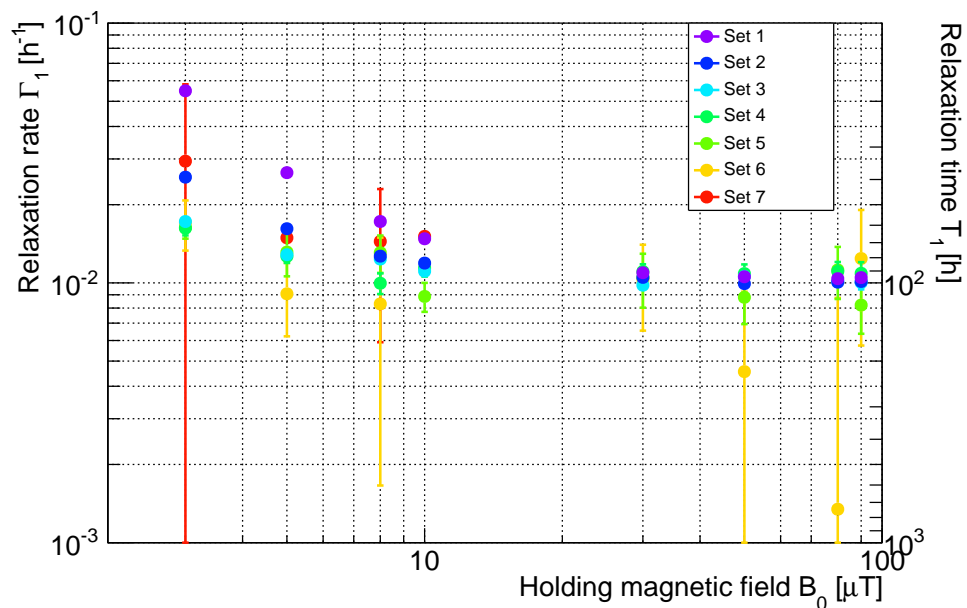


FIGURE F.7 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 37 (Axion01 à 3 bar).

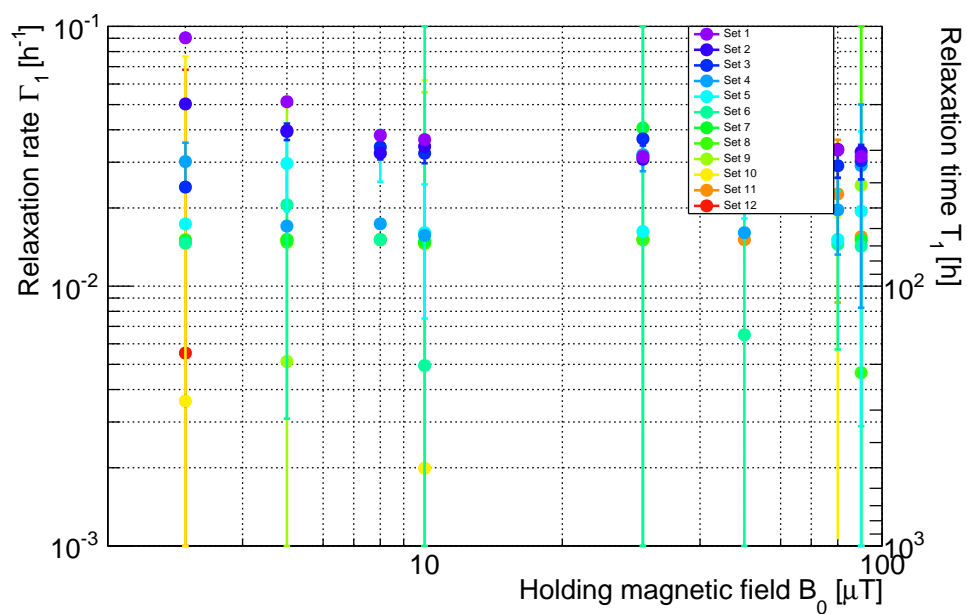


FIGURE F.8 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 38 (BufferAspec à 1 bar).

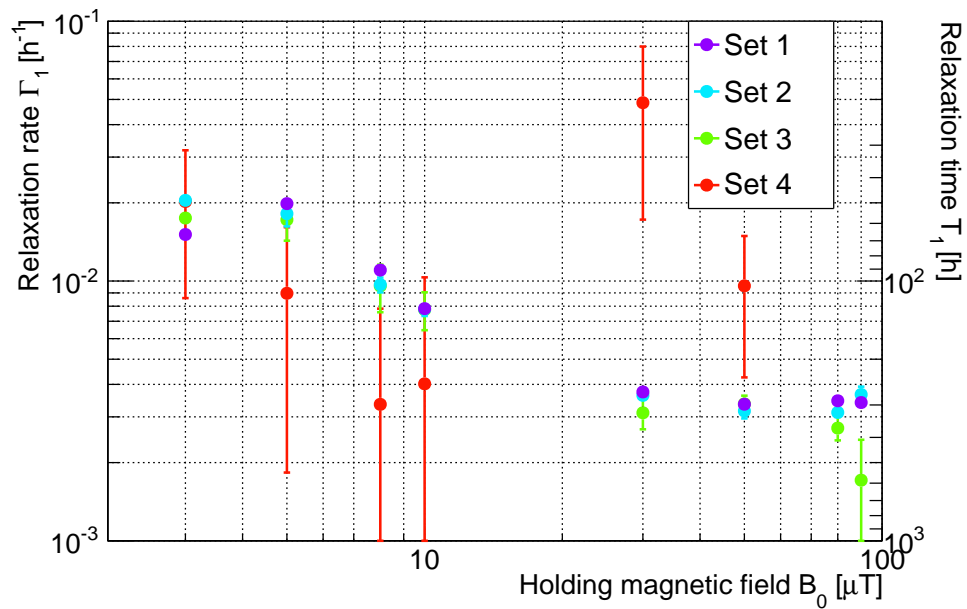


FIGURE F.9 – Taux de relaxation en fonction du champ magnétique principal. Chaque couleur représente une série de mesure du Run 39 (Axion01 à 0.3 bar).

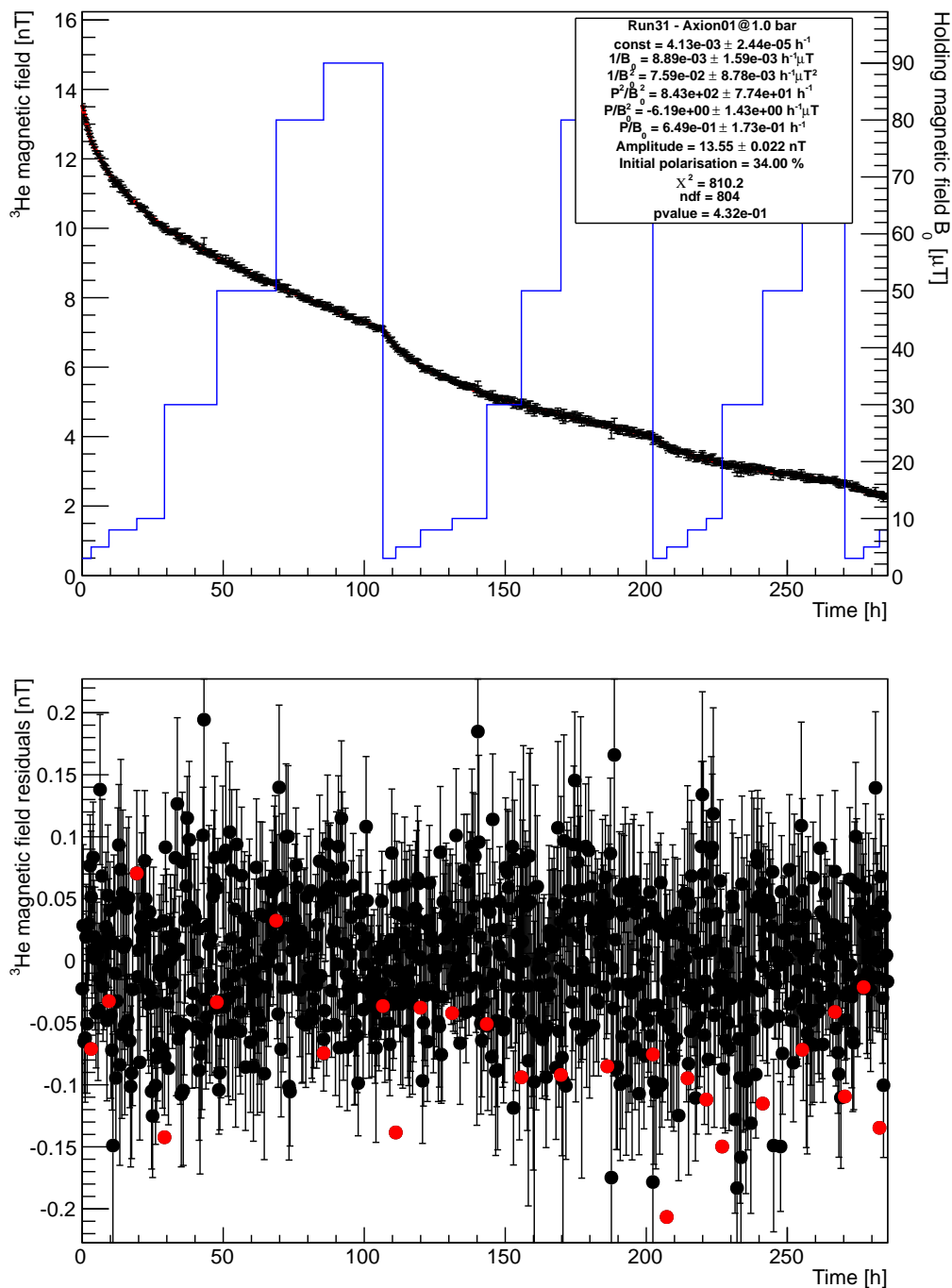


FIGURE F.10 – Données et résidus du Run 31 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

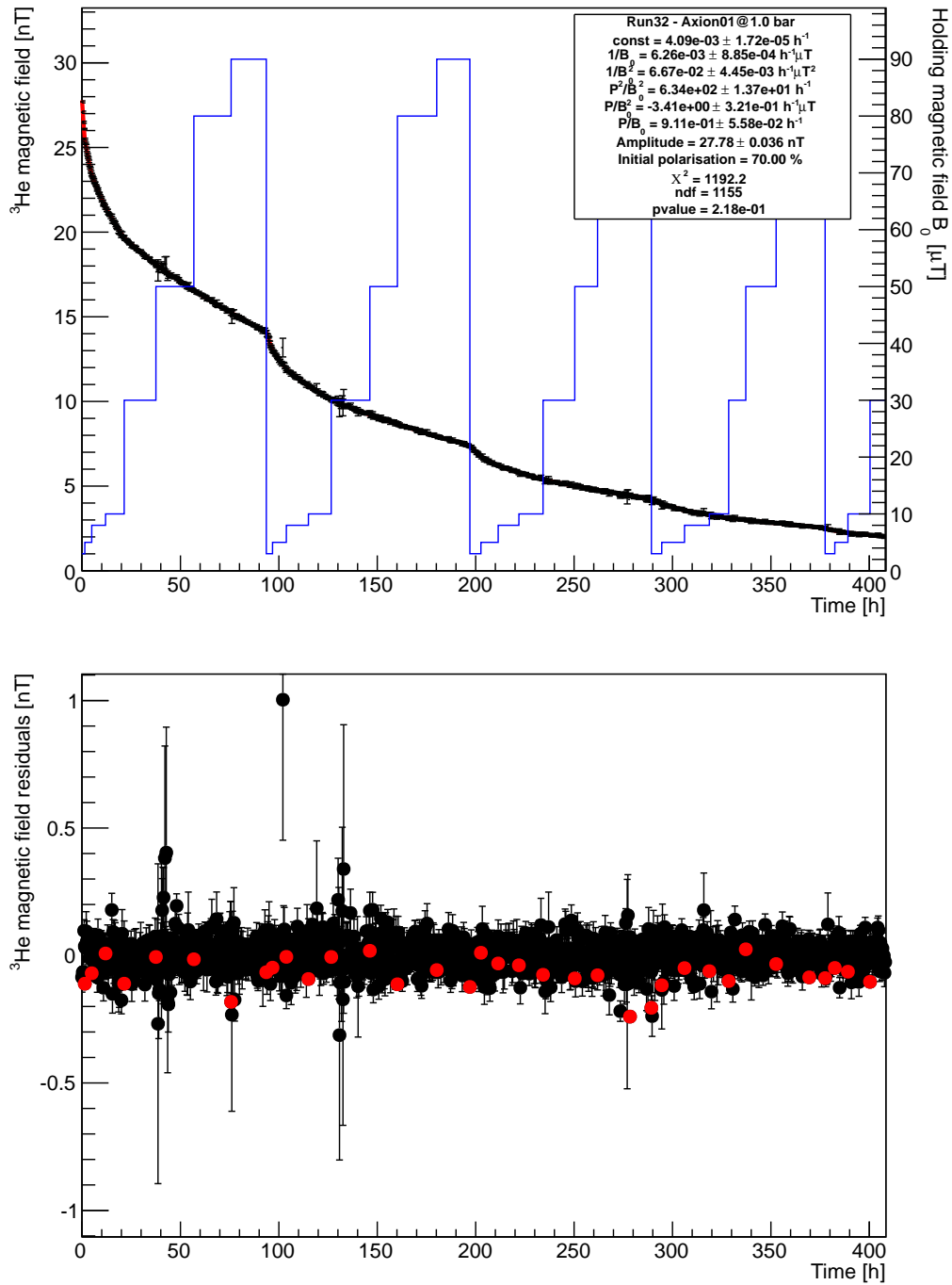


FIGURE F.11 – Données et résidus du Run 32 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

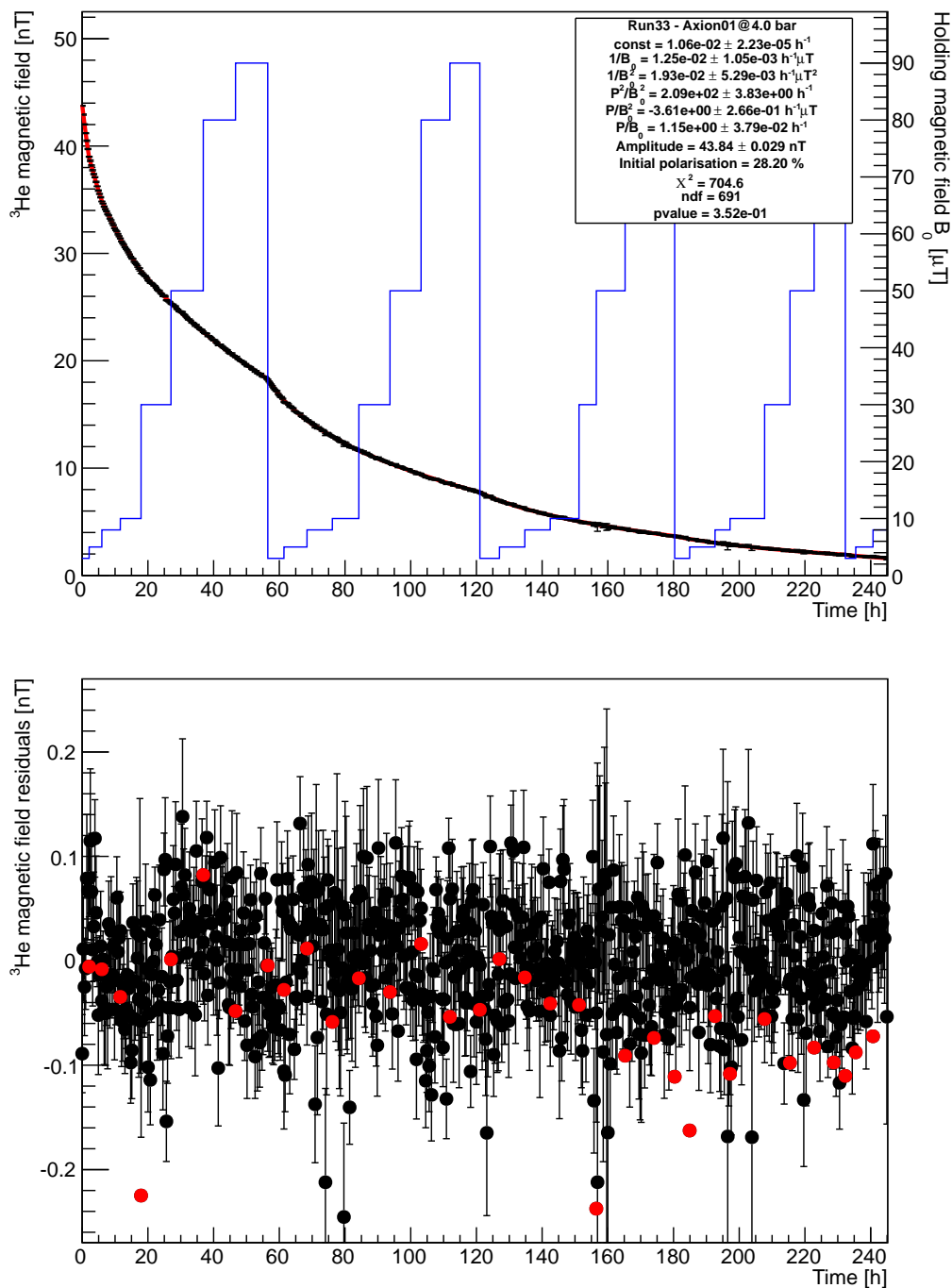


FIGURE F.12 – Données et résidus du Run 33 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

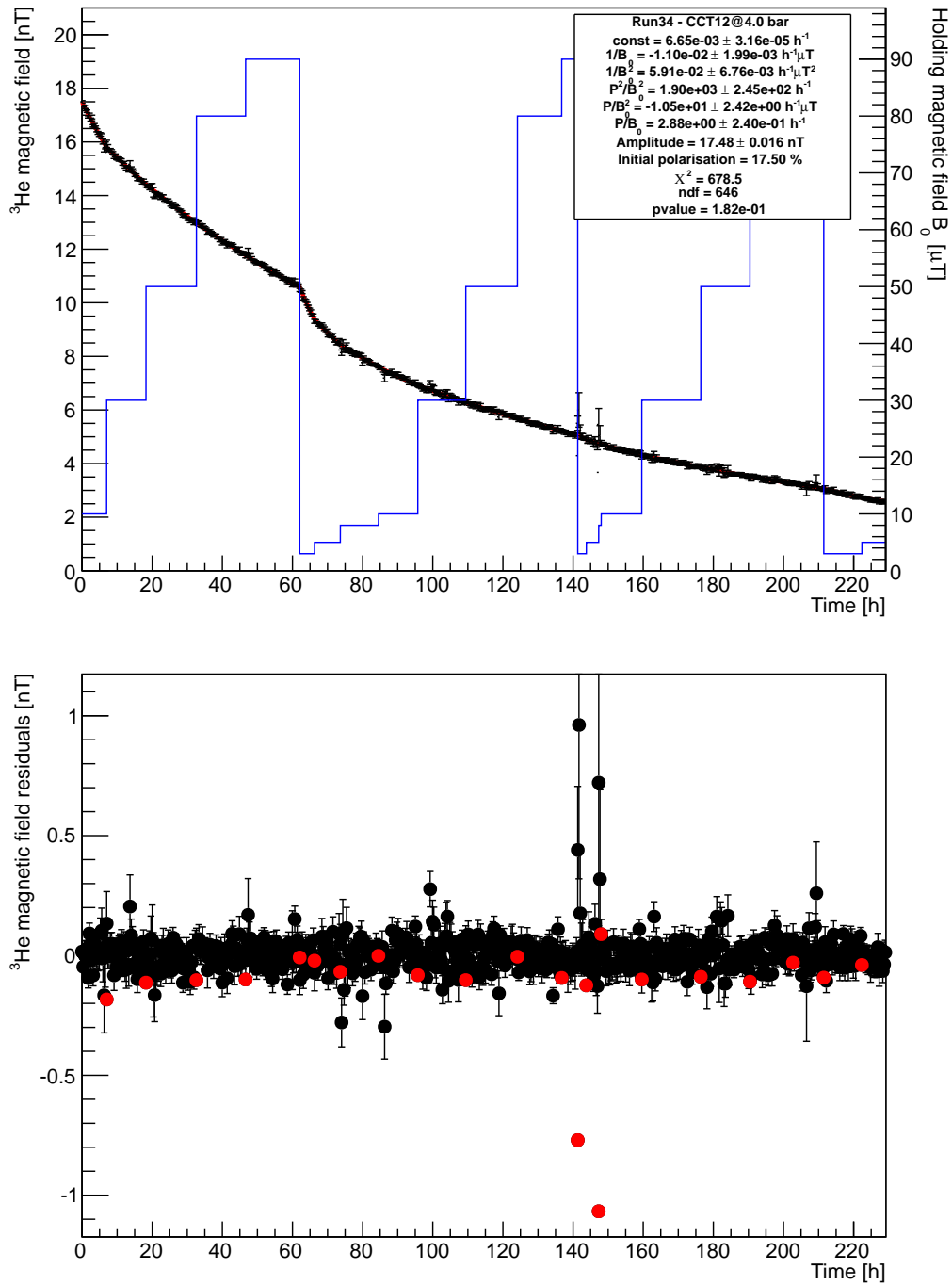


FIGURE F.13 – Données et résidus du Run 34 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

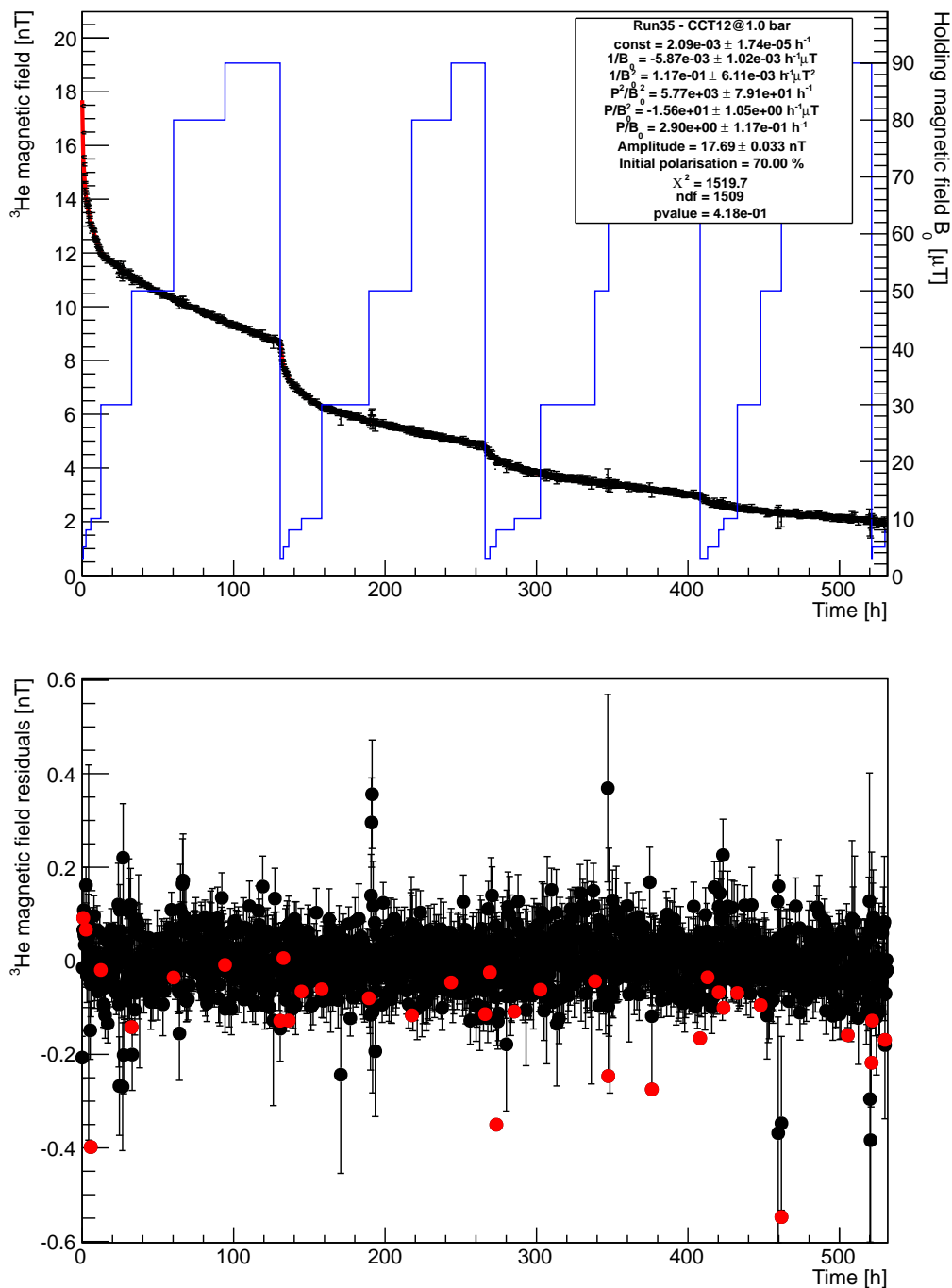


FIGURE F.14 – Données et résidus du Run 35 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

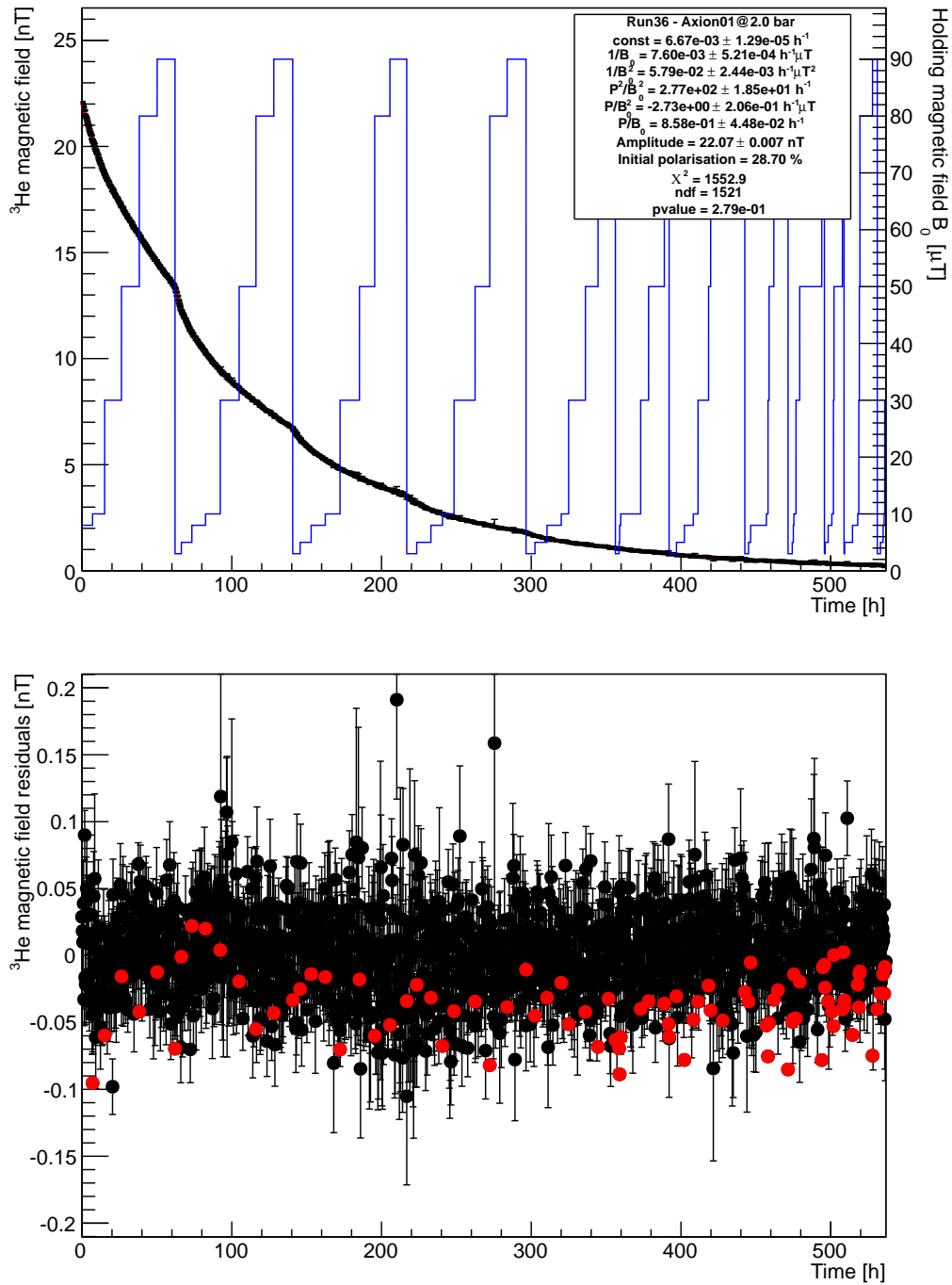


FIGURE F.15 – Données et résidus du Run 36 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

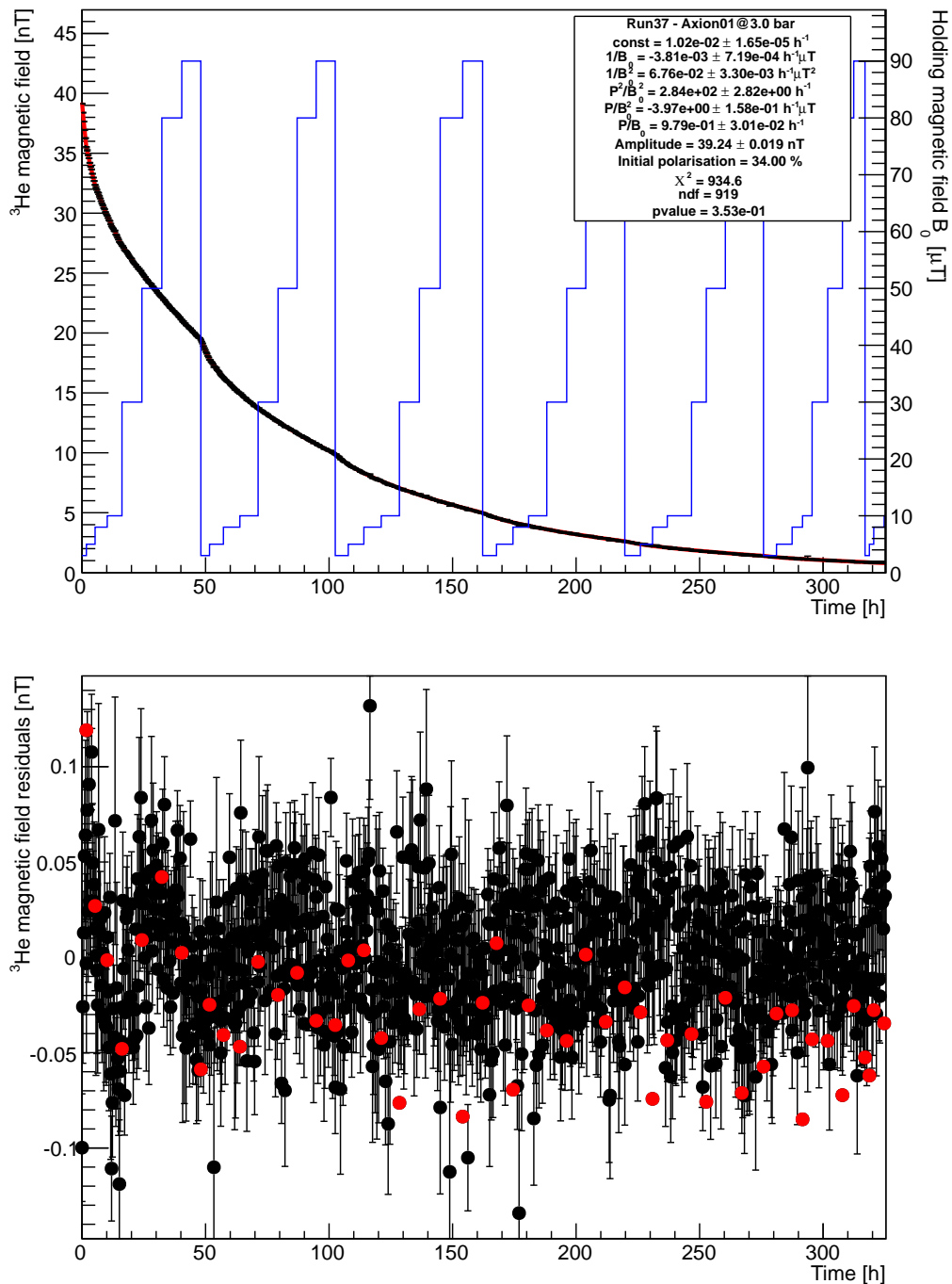


FIGURE F.16 – Données et résidus du Run 37 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

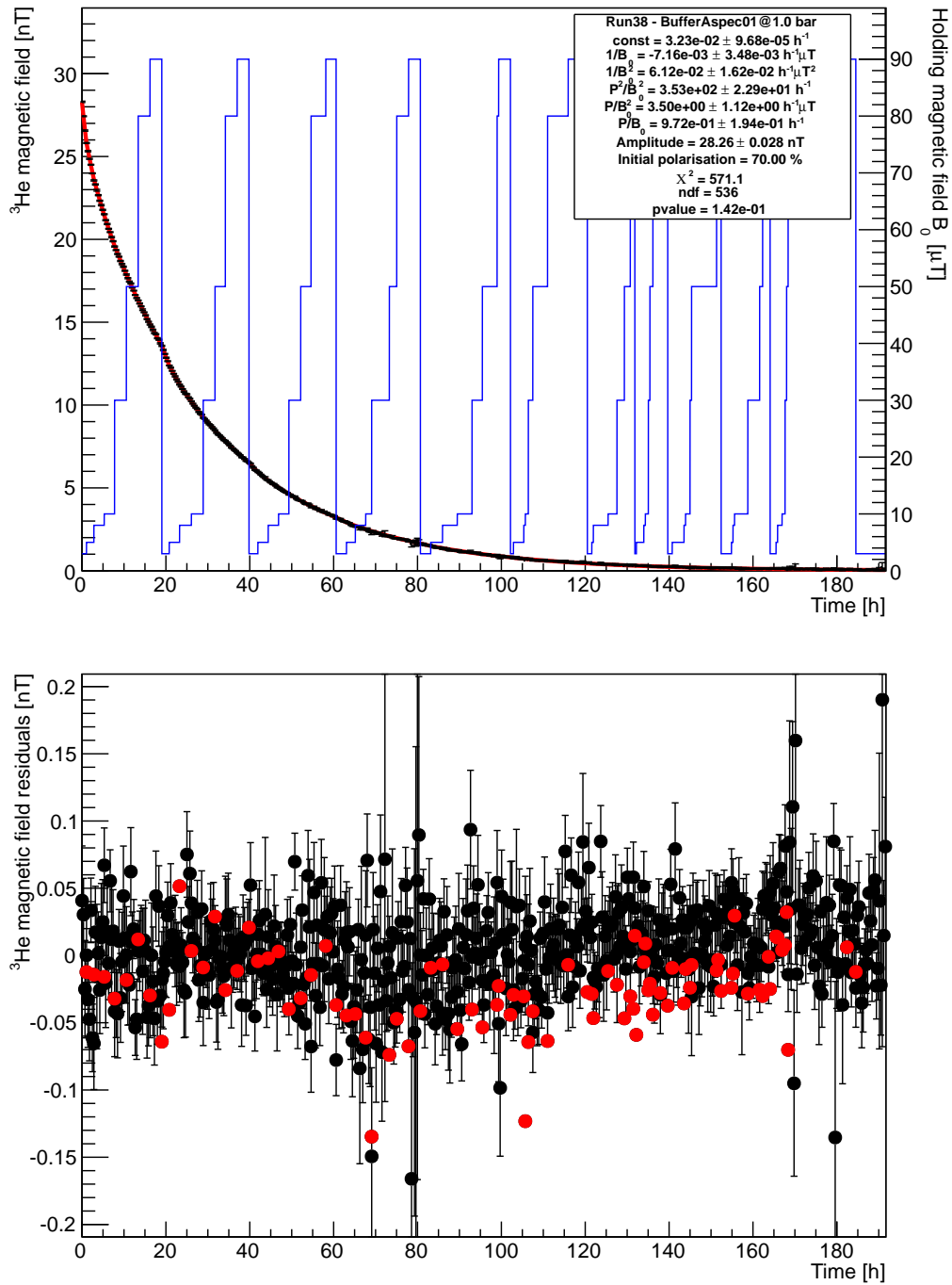


FIGURE F.17 – Données et résidus du Run 38 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

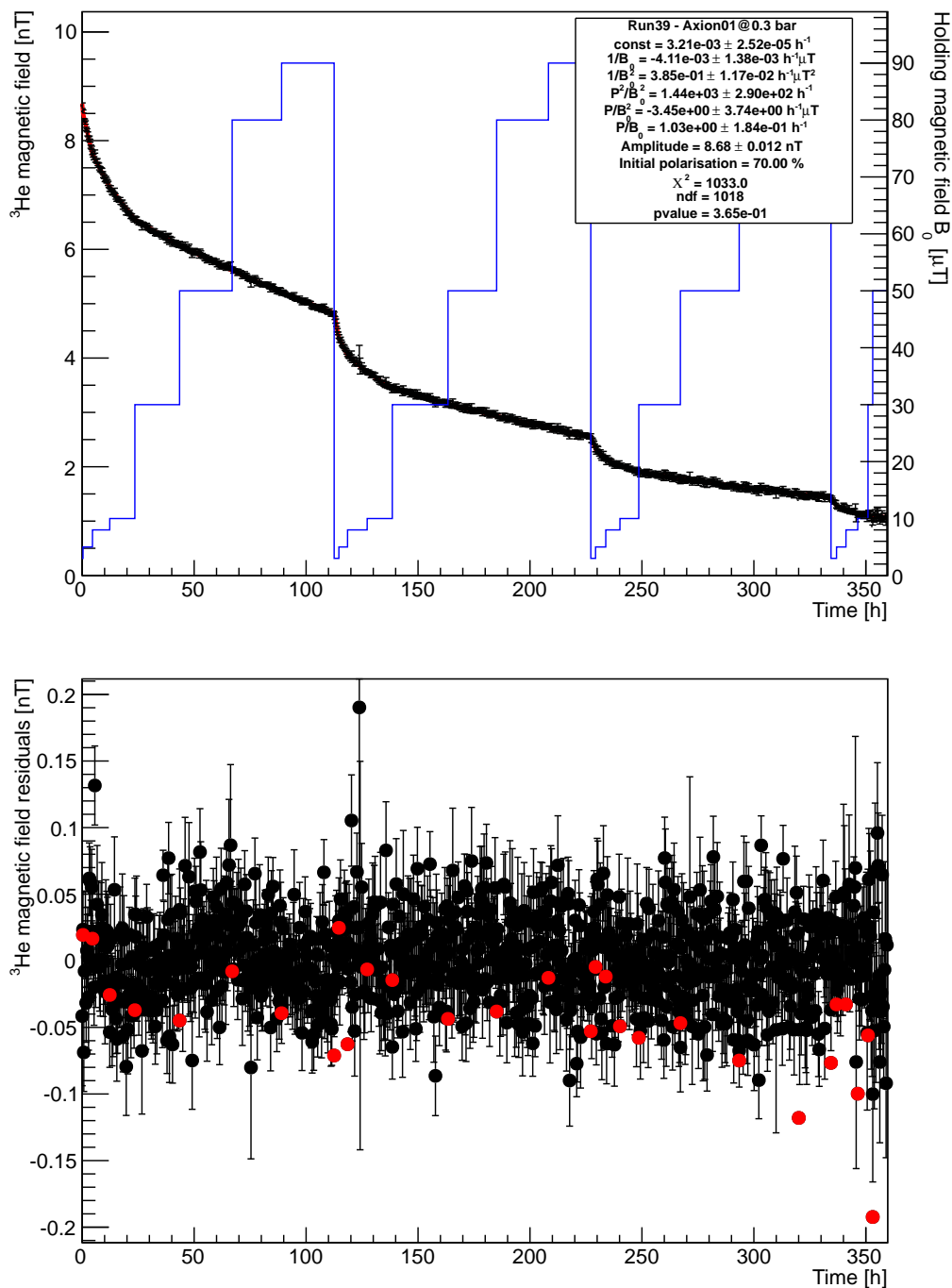


FIGURE F.18 – Données et résidus du Run 39 (en noir) et reconstruction optimale de la polarisation (en rouge) en fonction du temps.

Bibliographie

- [Abboud(2005)] M. Abboud (2005), *Pompage optique de l'hélium 3 à forte pression dans un champ magnétique de 1. Tesla*, Thèse de Doctorat (Université Paris VI).
- [Abragam(1961)] A. Abragam (1961), *The Principles of Nuclear Magnetism*, International series of monographs on physics (Clarendon Press).
- [Adelberger et al.(2007)] E. G. Adelberger, B. R. Heckel, et al., *Particle-physics implications of a recent test of the gravitational inverse-square law*, *Phys. Rev. Lett.* **98** (13), 131104 (2007).
- [Adelberger et al.(2003)] E. G. Adelberger, B. R. Heckel, et A. E. Nelson, *Tests of the Gravitational Inverse-Square Law*, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **53**, 77 (2003).
- [Afach et al.(2015)] S. Afach, G. Ban, et al., *Constraining interactions mediated by axion-like particles with ultracold neutrons*, *Phys. Lett. B* **745**, 58 (2015).
- [Allan(1966)] D. Allan, *Statistics of atomic frequency standards*, *Proc. IEEE* **54** (2), 221 (1966).
- [Allmendinger et al.(2014a)] F. Allmendinger, W. Heil, et al., *New Limit on Lorentz-Invariance- and CPT-Violating Neutron Spin Interactions Using a Free-Spin-Precession ^3He - ^{129}Xe Comagnetometer*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (11), 110801 (2014a).
- [Allmendinger et al.(2014b)] F. Allmendinger, U. Schmidt, et al., *Reply to: "Comment on "New Limit on Lorentz-Invariance- and CPT-Violating Neutron Spin Interactions Using a Free-Spin-Precession ^3He - ^{129}Xe Comagnetometer"*", *Phys. Rev. Lett.* **113** (18), 188902 (2014b).
- [Andersen et al.(2005)] K. H. Andersen, R. Chung, et al., *First results from Tyrex, the new polarized- ^3He filling station at ILL*, *Physica B* **356** (1-4), 103 (2005).
- [Andersen et al.(2006)] K. H. Andersen, R. Cubitt, et al., *The ^3He polarizing filter on the neutron reflectometer D17*, *Physica B* **385-386** (0), 1134 (2006).
- [Antoniadis et al.(2011)] I. Antoniadis, S. Baessler, et al., *Short-range fundamental forces*, *C. R. Phys.* **12** (8), 755 (2011).
- [Arias et al.(2012)] P. Arias, D. Cadamuro, et al., *WISPy cold dark matter*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2012** (06), 013, 1201.5902 (2012).
- [ATLAS Collaboration(2014)] ATLAS Collaboration, *Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. D* **90**, 052005 (2014).
- [Babcock(2005)] E. D. Babcock (2005), *Spin-Exchange Optical Pumping with Alkali-Metal Vapors*, Thèse de Doctorat (University of Wisconsin-Madison).
- [Babcock et al.(2003)] E. D. Babcock, I. Nelson, et al., *Hybrid Spin-Exchange Optical Pumping of ^3He* , *Phys. Rev. Lett.* **91** (12), 123003 (2003).
- [Baker et al.(2006)] C. A. Baker, D. D. Doyle, et al., *Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*, *Phys. Rev. Lett.* **97** (13), 131801 (2006).
- [Baldo-Ceolin et al.(1994)] M. Baldo-Ceolin, P. Benetti, et al., *A new experimental limit on neutron-antineutron oscillations*, *Z. Phys. C* **63** (3), 409 (1994).

- [Barbé *et al.*(1974)] R. Barbé, M. Leduc, et F. Laloë, *Résonance magnétique en champ de radiofréquence inhomogène. 1ère partie : Étude théorique*, *J. Phys.* **35** (10), 699 (1974).
- [Barnes *et al.*(1971)] J. A. Barnes, A. R. Chi, et al., *Characterization of frequency stability*, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-20** (2), 105 (1971).
- [Bartington(2013)] Bartington (2013), *Certificate of Calibration*.
- [Batz(2011)] M. Batz (2011), *Paris and Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Thèse de Doctorat* (Université Paris VI).
- [Batz *et al.*(2005)] M. Batz, S. Baessler, et al., *^3He Spin Filter for Neutrons*, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **11** (3), 293 (2005).
- [Baudin(2010)] E. Baudin (2010), *Dynamique RMN non linéaire et renversement temporel dans les mélanges d' ^3He - ^4He hyperpolarisés à basse température*, *Thèse de Doctorat* (Université Paris VI).
- [van Beek *et al.*(2003)] E. J. R. van Beek, J. Schmiedeskamp, et al., *Hyperpolarized ^3He MR imaging of the lungs: testing the concept of a central production facility*, *Eur. Radiol.* **13** (12), 2583 (2003).
- [Bicout *et al.*(2013)] D. J. Bicout, E. I. Kats, et al., *Size Independence of Statistics for Boundary Collisions of Random Walks and Its Implications for Spin-Polarized Gases*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (1), 010602 (2013).
- [Bigelow *et al.*(1992)] N. P. Bigelow, P.-J. Nacher, et M. Leduc, *Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped ^3He gas*, *J. Phys. II* **2** (12), 2159 (1992).
- [Bitter *et al.*(1991)] T. Bitter, F. Eisert, et al., *A large volume magnetic shielding system for the ILL neutron-antineutron oscillation experiment*, *Nucl. Inst. & Meth. A* **309** (3), 521 (1991).
- [Bloembergen *et al.*(1948)] N. Bloembergen, E. M. Purcell, et R. V. Pound, *Relaxation Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption*, *Phys. Rev.* **73** (7), 679 (1948).
- [Bouchiat *et al.*(1960)] M. Bouchiat, T. Carver, et C. Varnum, *Nuclear Polarization in ^3He Gas Induced by Optical Pumping and Dipolar Exchange*, *Phys. Rev. Lett.* **5** (8), 373 (1960).
- [Brax *et al.*(2004)] P. Brax, G. Van De Bruck, et al., *Detecting dark energy in orbit: The cosmological chameleon*, *Phys. Rev. D* **70** (12), 1 (2004).
- [Brown *et al.*(2010)] J. M. Brown, S. J. Smullin, et al., *New limit on lorentz- and cpt-violating neutron spin interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 151604 (2010).
- [Budker *et al.*(2002)] D. Budker, W. Gawlik, et al., *Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **74** (4), 51 (2002).
- [Bulatowicz *et al.*(2013)] M. Bulatowicz, R. Griffith, et al., *Laboratory Search for a Long-Range T-Odd, P-Odd Interaction from Axionlike Particles Using Dual-Species Nuclear Magnetic Resonance with Polarized ^{129}Xe and ^{131}Xe Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (10), 102001 (2013).
- [Cates *et al.*(1988)] G. D. Cates, S. R. Schaefer, et W. Happer, *Relaxation of spins due to field inhomogeneities in gaseous samples at low magnetic fields and low pressures*, *Phys. Rev. A* **37** (8), 2877 (1988).
- [Chu *et al.*(2013)] P.-H. Chu, A. Dennis, et al., *Laboratory search for spin-dependent short-range force from axionlike particles using optically polarized ^3He gas*, *Phys. Rev. D* **87** (1), 011105 (2013).

- [Clayton(2011)] S. M. Clayton, *Spin relaxation and linear-in-electric-field frequency shift in an arbitrary, time-independent magnetic field*, *J. Magn. Res.* **211** (1), 89 (2011).
- [Cohen-Tannoudji *et al.*(1969)] C. Cohen-Tannoudji, J. DuPont-Roc, et al., *Detection of the Static Magnetic Field Produced by the Oriented Nuclei of Optically Pumped ^3He Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **22** (15), 758 (1969).
- [Cohen-Tannoudji et Kastler(1966)] C. Cohen-Tannoudji et A. Kastler, *Optical Pumping*, *Prog. Optics* **5**, 1 (1966).
- [Colegrove *et al.*(1963)] F. Colegrove, L. Scheerer, et G. Walters, *Polarization of ^3He Gas by Optical Pumping*, *Phys. Rev.* **132** (6), 2561 (1963).
- [Dar(2000)] S. Dar, *The Neutron EDM in the SM : A Review*, [arXiv:0008248 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0008248) (2000).
- [Derbin *et al.*(2009)] A. V. Derbin, A. I. Egorov, et al., *Search for resonant absorption of solar axions emitted in M1 transition in ^{57}Fe nuclei*, *EPJ C* **62** (4), 755 (2009).
- [Dobrescu et Mocioiu(2006)] B. A. Dobrescu et I. Mocioiu, *Spin-dependent macroscopic forces from new particle exchange*, *JHEP* **2006** (11), 005 (2006).
- [Dubbers(1986)] D. Dubbers, *Simple formula for multiple mu-metal shields*, *Nucl. Inst. & Meth. A* **243** (2-3), 511 (1986).
- [Engel *et al.*(1990)] J. Engel, D. Seckel, et A. Hayes, *Emission and detectability of hadronic axions from SN 1987A*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (8), 960 (1990).
- [Fayet(1981)] P. Fayet, *A la recherche d'un nouveau boson de spin un*, *Nucl. Phys. B* **187** (1981), 184 (1981).
- [Fayet(2001)] P. Fayet, *Equivalence principle tests, equivalence theorems and new long-range forces*, *C. R. Phys.* **2** (01), 1257 (2001).
- [Fayet(2009)] P. Fayet, *$U(1)_A$ symmetry in two-doublet models, U bosons or light scalars, and ψ and Υ decays*, *Phys. Lett. B* **675** (2), 267 (2009).
- [Ferrer et Grifols(1998)] F. Ferrer et J. A. Grifols, *Long range forces from pseudoscalar exchange*, *Phys. Rev. D* **58** (9), 096006 (1998).
- [Flowers *et al.*(1993)] J. L. Flowers, B. W. Petley, et M. G. Richards, *A Measurement of the Nuclear Magnetic Moment of the Helium-3 Atom in Terms of that of the Proton*, *Metrologia* **30**, 75 (1993).
- [Fu et Snow(2011)] C. B. Fu et W. M. Snow, *Limits on possible new spin-spin interactions between neutrons from measurements of the Longitudinal Spin Relaxation Rate of Polarized ^3He Gas*, [arXiv:1103.0659 \[physics.atom-ph\]](https://arxiv.org/abs/1103.0659) (2011).
- [Gamblin et Carver(1965)] R. Gamblin et T. Carver, *Polarization and Relaxation Processes in ^3He Gas*, *Phys. Rev.* **138** (4A), A946 (1965).
- [Gemmel *et al.*(2010)] C. Gemmel, W. Heil, et al., *Ultra-sensitive magnetometry based on free precession of nuclear spins*, *EPJ D* **57** (3), 303 (2010).
- [Glenday *et al.*(2008)] A. Glenday, C. Cramer, et al., *Limits on Anomalous Spin-Spin Couplings between Neutrons*, *Phys. Rev. Lett.* **101** (26), 261801 (2008).
- [Goldman(2001)] M. Goldman, *Formal theory of spin-lattice relaxation*, *J. Magn. Res.* **149** (2), 160 (2001).
- [Golub et Steyerl(2014)] R. Golub et A. Steyerl, *Spin 1/2 systems perturbed by fluctuating, arbitrary fields; relaxation and frequency shifts, a new approach to Redfield theory*, [arXiv:1403.0871 \[physics.atom-ph\]](https://arxiv.org/abs/1403.0871) (2014).

- [Golub et Swank(2010)] R. Golub et C. M. Swank, *Relaxation, frequency shifts and other phenomena at the transition between diffusion and ballistic motion*, arXiv:1012.4006 [cond-mat.stat-mech] (2010).
- [Guigue et al.(2014)] M. Guigue, G. Pignol, et al., *Universality of spin relaxation for spin-1/2 particles diffusing over magnetic-field inhomogeneities in the adiabatic regime*, *Phys. Rev. A* **90** (1), 013407 (2014).
- [Hayden et al.(2004)] M. E. Hayden, G. Archibald, et al., *Restricted diffusion within a single pore*, *J. Magn. Res.* **169** (2), 313 (2004).
- [Hewett et al.(2012)] J. L. Hewett, H. Weerts, et al. (2012), in *Workshop on Fundamental Physics at the Intensity Frontier*, December, p. 229.
- [Hodgman et al.(2009)] S. Hodgman, R. Dall, et al., *Metastable Helium: A New Determination of the Longest Atomic Excited-State Lifetime*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (5), 053002 (2009).
- [Holley et al.(2012)] A. T. Holley, L. J. Broussard, et al., *A high-field adiabatic fast passage ultracold neutron spin flipper for the UCNA experiment*, *Rev. Sci. Instrum.* **83** (7), 073505 (2012).
- [Hoskins et al.(1985)] J. K. Hoskins, R. D. Newman, et al., *Experimental tests of the gravitational inverse-square law for mass separations from 2 to 105 cm*, *Phys. Rev. D* **32**, 3084 (1985).
- [Jackson(1975)] J. D. Jackson (1975), *Classical electrodynamics* (John Wiley and Sons, Inc.) Chap. 5.
- [Jaeckel et Ringwald(2010)] J. Jaeckel et A. Ringwald, *The Low-Energy Frontier of Particle Physics*, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **60**, 405 (2010).
- [Jenke et al.(2014)] T. Jenke, G. Cronenberg, et al., *Gravity Resonance Spectroscopy Constrains Dark Energy and Dark Matter Scenarios*, *Phys. Rev. Lett.* **112** (15), 151105 (2014).
- [Kapner et al.(2007)] D. Kapner, T. Cook, et al., *Tests of the Gravitational Inverse-Square Law below the Dark-Energy Length Scale*, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2), 021101 (2007).
- [Kastler(1950)] A. Kastler, *Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique*, *J. Phys. Radium* **11** (6), 255 (1950).
- [Kim et Carosi(2010)] J. E. Kim et G. Carosi, *Axions and the strong CP problem*, *Rev. Mod. Phys.* **82** (1), 557 (2010).
- [Klauser(2013)] C. Klauser (2013), in *PSI 2013 Conference*.
- [Kraft et al.(2014)] A. Kraft, H. C. Koch, et al., *Development of a ^3He magnetometer for a neutron electric dipole moment experiment*, *EPJ TI* **1** (1), 8 (2014).
- [Kupce et Freeman(1995)] E. Kupce et R. Freeman, *Adiabatic Pulses for Wideband Inversion and Broadband Decoupling*, *J. Magn. Res. A* **115** (2), 273 (1995).
- [Kupce et Freeman(1996)] r. Kupce et R. Freeman, *Optimized Adiabatic Pulses for Wideband Spin Inversion*, *J. Magn. Res. A* **118** (2), 299 (1996).
- [Leduc(1990)] M. Leduc, *Spin Polarized Helium-3, a playground in many domains of physics*, *J. Phys. Colloques* **51** (C6), C6 (1990).

- [Luschikov et Taran(1984)] V. Luschikov et Y. Taran, *On the calculation of the neutron adiabatic spin-flipper*, *Nucl. Inst. & Meth. A* **228** (1), 159 (1984).
- [Mager(1968)] A. Mager, *Magnetic Shielding Efficiencies of Cylindrical Shells with Axis Parallel to the Field*, *J. Appl. Phys.* **39** (3), 1914 (1968).
- [Mantry et al.(2014)] S. Mantry, M. Pitschmann, et M. J. Ramsey-Musolf, *Distinguishing axions from generic light scalars using EDM and fifth-force experiments*, *Phys. Rev. D* **90** (5), 054016 (2014).
- [McGregor(1990)] D. D. McGregor, *Transverse relaxation of spin-polarized ^3He gas due to a magnetic field gradient*, *Phys. Rev. A* **41** (5), 2631 (1990).
- [McKetterick et al.(2011)] T. J. McKetterick, S. Boag, et al., *Optimised adiabatic fast passage spin flipping for ^3He neutron spin filters*, *Physica B* **406** (12), 2436 (2011).
- [Moody et Wilczek(1984)] J. E. Moody et F. Wilczek, *New macroscopic forces?*, *Phys. Rev. D* **30** (1), 130 (1984).
- [Nacher et Leduc(1985)] P.-J. Nacher et M. Leduc, *Optical pumping in ^3He with a laser*, *J. Phys.* **46** (12), 2057 (1985).
- [Nesvizhevsky et al.(2008)] V. Nesvizhevsky, G. Pignol, et K. Protasov, *Neutron scattering and extra-short-range interactions*, *Phys. Rev. D* **77** (3), 034020 (2008).
- [Newbury et al.(1993)] N. R. Newbury, A. S. Barton, et al., *Gaseous $^3\text{-}^3\text{He}$ magnetic dipolar spin relaxation*, *Phys. Rev. A* **48** (6), 4411 (1993).
- [Pavlović et Laloë(1970)] M. Pavlović et F. Laloë, *Étude d'une nouvelle méthode permettant d'orienter, par pompage optique, des niveaux atomiques excités. Application à la mesure de la structure hyperfine de niveaux ^1D de ^3He* , *J. Phys.* **31** (2-3), 173 (1970).
- [Peccei(1996)] R. D. Peccei, *QCD, Strong CP and Axions*, [arXiv:9606475 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/9606475) (1996).
- [Peccei et Quinn(1977)] R. D. Peccei et H. R. Quinn, *Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles*, *Phys. Rev. D* **16** (6), 1791 (1977).
- [Petukhov et al.(2010)] A. K. Petukhov, G. Pignol, et al., *Polarized He3 as a probe for short-range spin-dependent interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (17), 170401 (2010).
- [Piegsa et Pignol(2012)] F. M. Piegsa et G. Pignol, *Limits on the Axial Coupling Constant of New Light Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **108** (18), 181801 (2012).
- [Pierre(2012)] E. Pierre (2012), *Développement et optimisation d'un système de polarisation de neutrons ultra froids dans le cadre d'une nouvelle mesure du moment dipolaire électrique du neutron*, *Thèse de Doctorat* (Université de Caen Basse-Normandie).
- [Pignol et Roccia(2012)] G. Pignol et S. Roccia, *Electric-dipole-moment searches: Reexamination of frequency shifts for particles in traps*, *Phys. Rev. A* **85** (4), 042105 (2012).
- [Raffelt(2012)] G. Raffelt, *Limits on a CP-violating scalar axion-nucleon interaction*, *Phys. Rev. D* **86** (1), 015001 (2012).
- [Raffelt et Seckel(1988)] G. Raffelt et D. Seckel, *Bounds on exotic-particle interactions from SN1987A*, *Phys. Rev. Lett.* **60** (18), 1793 (1988).
- [Ramsey(1979)] N. F. Ramsey, *The tensor force between two protons at long range*, *Physica A* **96** (1-2), 285 (1979).
- [Redfield(1965)] A. Redfield, *The theory of relaxation processes*, *Adv. Magn. Res.* **1**, 1 (1965).

- [Redondo et Ringwald(2011)] J. Redondo et A. Ringwald, *Light shining through walls*, *Contemp. Phys.* **52** (3), 211 (2011).
- [Rich *et al.*(2002)] D. R. Rich, T. R. Gentile, et al., *Spin exchange optical pumping at pressures near 1 bar for neutron spin filters*, *Appl. Phys. Lett.* **80** (12), 2210 (2002).
- [Ringwald(2012)] A. Ringwald, *Exploring the role of axions and other WISPs in the dark universe*, *Phys. Dark Univ.* **1** (1-2), 116 (2012).
- [Ringwald(2013)] A. Ringwald, *Ultralight Particle Dark Matter*, [arXiv:1310.1256 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1310.1256) (2013).
- [Roccia(2009)] S. Roccia (2009), *La co-magnétométrie mercure pour la mesure du moment électrique dipolaire du neutron : Optimisation et application au test de l'invariance de Lorentz*, *Thèse de Doctorat* (Université Joseph Fourier - Grenoble 1).
- [Romalis *et al.*(2014)] M. V. Romalis, D. Sheng, et al., *Comment on "New Limit on Lorentz-Invariance- and CPT-Violating Neutron Spin Interactions Using a Free-Spin-Precession ^3He - ^{129}Xe Comagnetometer"*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (18), 188901 (2014).
- [Scheerer et Walters(1965)] L. D. Scheerer et G. K. Walters, *Nuclear Spin-Lattice Relaxation in the Presence of Magnetic-Field Gradients*, *Phys. Rev.* **139** (5A), A1398 (1965).
- [Schmiedeskamp *et al.*(2006)] J. Schmiedeskamp, W. Heil, et al., *Paramagnetic relaxation of spin polarized ^3He at bare glass surfaces*, *EPJ D* **38** (3), 427 (2006).
- [Serebrov(2009)] A. P. Serebrov, *New constraints for CP-violating forces between nucleons in the range 1 micrometer to 1 centimeter*, *Phys. Lett. B* **680** (5), 423 (2009).
- [SigmaPhi(2013)] SigmaPhi (2013), *Solenoid Control report*, Rapp. Tech.
- [Sumner *et al.*(1987)] T. J. Sumner, J. M. Pendlebury, et K. F. Smith, *Convictional magnetic shielding*, *J. Phys. D* **20** (9), 1095 (1987).
- [Tannús et Garwood(1997)] A. Tannús et M. Garwood, *Adiabatic pulses*, *NMR in biomedicine* **10** (8), 423 (1997).
- [Thien *et al.*(2008)] F. Thien, M. Friese, et al., *Feasibility of functional magnetic resonance lung imaging in Australia with long distance transport of hyperpolarized helium from Germany*, *Respirology* **13** (4), 599 (2008).
- [Torrey(1956)] H. Torrey, *Bloch Equations with Diffusion Terms*, *Phys. Rev.* **104** (3), 563 (1956).
- [Tullney *et al.*(2013)] K. Tullney, F. Allmendinger, et al., *Constraints on Spin-Dependent Short-Range Interaction between Nucleons*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (10), 100801 (2013).
- [Turner(1988)] M. Turner, *Axions from SN1987A*, *Phys. Rev. Lett.* **60** (18), 1797 (1988).
- [Turner(1990)] M. S. Turner, *Windows on the axion*, *Phys. Rep.* **197** (2), 67 (1990).
- [Vasilakis *et al.*(2009)] G. Vasilakis, J. M. Brown, et al., *Limits on New Long Range Nuclear Spin-Dependent Forces Set with a K - ^3He Comagnetometer*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (26), 261801 (2009).
- [Voronin *et al.*(2009)] V. V. Voronin, V. V. Fedorov, et I. A. Kuznetsov, *Neutron diffraction constraint on spin-dependent short range interaction*, *JETP Letters* **90** (1), 5 (2009).
- [Wagner *et al.*(2012)] T. A. Wagner, S. Schlamminger, et al., *Torsion-balance tests of the weak equivalence principle*, *Classical and Quantum Gravity* **29**, 184002 (2012).
- [Walker et Happer(1997)] T. Walker et W. Happer, *Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei*, *Rev. Mod. Phys.* **69** (2), 629 (1997).

-
- [Wilms *et al.*(1997)] E. Wilms, M. Ebert, et al., *Polarimetry on dense samples of spin-polarized ^3He by magnetostatic detection*, Nucl. Inst. & Meth. A **401** (2-3), 491 (1997).
- [Yan et Snow(2013)] H. Yan et W. M. Snow, *New Limit on Possible Long-Range Parity-Odd Interactions of the Neutron from Neutron-Spin Rotation in Liquid ^4He* , Phys. Rev. Lett. **110** (8), 082003 (2013).

Résumé : L'exploration des interactions fondamentales entre les particules subatomiques a abouti à la construction du Modèle Standard de la physique des particules qui n'a été mis en défaut par aucune expérience en laboratoire. Cependant, de sérieuses indications théoriques et cosmologiques révèlent des insuffisances au Modèle Standard et des déviations sont attendues. Cette nouvelle physique est recherchée auprès des grands collisionneurs mettant en jeu des énergies de l'ordre de l'échelle électrofaible et au-delà. A contre-courant, la nouvelle physique pourrait aussi se manifester à très basse énergie, nécessitant des techniques expérimentales atypiques. Cette thèse traite des nouvelles forces de courte portée dépendantes du spin, sujet au cœur de la physique de précision à basse énergie. Un gaz d'hélium 3 hyperpolarisé a été utilisé comme sonde de cette nouvelle interaction de portée submillimétrique. Ce manuscrit présente la meilleure exclusion sur l'intensité du couplage scalaire-pseudoscalaire $g_s g_p$ pour des portées entre $1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ correspondant à des masses inférieures à 1 eV .

Mots clés : hélium 3, dépolarisation, nouvelles forces

Probing short-range forces with polarized Helium 3

Abstract : The exploration of fundamental interactions between subatomic particles led to the particle physics Standard Model which remains unchallenged by any lab experiment. However, some serious theoretical and cosmological clues reveal shortcomings in the Standard Model and deviations are expected. This new physics is searched for at large colliders with energies of the order of the electroweak scale and beyond. With a different philosophy, one can expect the new physics to show up at very low energy using atypical experimental techniques. This thesis deals with short-range spin-dependent new forces which are at the heart of the low energy precision physics. A hyperpolarized helium 3 gas was used as a probe of this new sub-mm interaction. This manuscript present the best exclusion limit on the strength of a scalar-pseudoscalar coupling $g_s g_p$ for ranges between $1 \mu\text{m}$ and $100 \mu\text{m}$, which correspond to sub-eV masses.

Keywords : Helium 3, depolarization, exotic forces
