HAL
open science

Mesure du moment dipolaire électrique du neutron : Analyse de données et développement autour du co-magnétomètre 199Hg

Yoann Kermaïdic

▶ **To cite this version:**

Yoann Kermaïdic. Mesure du moment dipolaire électrique du neutron : Analyse de données et développement autour du co-magnétomètre 199Hg. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : . tel-01465324v1

HAL Id: tel-01465324

https://theses.hal.science/tel-01465324v1

Submitted on 11 Feb 2017 (v1), last revised 14 Sep 2017 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique des particules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Yoann Kermaïdic

Thèse dirigée par **Dominique Rebreyend**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble**
et de **l'École doctorale de Physique de Grenoble**

Mesure du moment dipolaire électrique du neutron : Analyse de données et développement autour du co-magnétomètre ^{199}Hg

Thèse soutenue publiquement le **07 octobre 2016**,
devant le jury composé de :

M. François Montanet
LPSC, Président
M. Philipp Schmidt-Wellenburg
PSI, Rapporteur
Mme Marie-Hélène Schune
LAL, Rapporteur
M. Thomas Lefort
LPC Caen, Examinateur
M. Dominique Rebreyend
LPSC, Directeur de thèse
M. Guillaume Pignol
LPSC, Co-Directeur de thèse

Remerciements

Mes remerciements vont en premier lieu aux membres de mon jury de thèse pour avoir accepter de se pencher en détail sur le manuscrit et améliorer la qualité de ce dernier. Le plaisir que j'ai eu à travailler au LPSC, tout au long de ces trois dernières années, est le fruit d'un encadrement de thèse exceptionnel. Un grand merci à toi Dominique, pour ta sagesse et le partage de valeurs auxquelles j'adhère. Ces trois années à tes côtés, Guillaume, ont été d'une richesse hors du commun, tant dans la compréhension de la baryogénèse électrofaible que dans les dégustations de bières allemandes. *EDMA* n'auraient pas eu la même saveur sans ta présence, Benoît. Je te remercie d'avoir partagé ton expérience dans la programmation et les statistiques mais aussi ton engagement dans l'enseignement supérieur. Je n'oublie pas les deux co-bureau hors-pair, Mathieu et Robin, qui ont eu la chance de me croiser. Merci à vous deux d'avoir supporté mon caractère parfois trop rationnel au début et à la fin de ma thèse. Je vous souhaite le meilleur dans la suite de vos carrières. Un grand merci également aux trois rescapés de l'UJF, Alexandre, Vincent et Jérémy, qui m'ont montré la voie à suivre de la L2 physique au Master PSA.

Merci à toi Elsa pour m'avoir donné l'opportunité d'enseigner en GEN2A. Cette expérience extrêmement enrichissante au contact de "tes" étudiants a accru ma confiance en moi. Plus largement, je remercie tous les enseignants qui m'ont accompagné de près ou de loin dans mon monitorat.

Au cours de ces sept années d'études à Grenoble, de nombreuses amitiés se sont créées. En faire une liste exhaustive ne serait pas pertinent ici, tant vous avez été nombreux à écouter mes balivernes et autres galéjades. Je remercie particulièrement Maxime, qui aura littéralement été de l'aventure grenobloise du premier au dernier jour. Une mention spéciale à toute la bande d'amis de LA voisine ainsi qu'à LA coloc et à Laura, la bretonne la plus globe-trotteuse que je connaisse. Ceux qui ne sont pas explicitement cités se reconnaitrons et sont également remerciés !

Merci Nelly d'avoir partagé ma vie pendant ces trois belles années et d'accepter de poursuivre l'aventure à deux à l'étranger. Je n'oublie pas ta famille qui m'a accueilli à bras ouvert et avec qui j'ai toujours plaisir à partager de beaux moments. Enfin, je remercie les membres de ma famille, en particulier mes parents, pour leur soutien indéfectible et leur compréhension depuis ma Bretagne natale, tout au long de mes études. Et je souhaite aux plus jeunes, Rachel, Karen et mes cousins, de réussir dans leurs entreprises futures.

Table des matières

Introduction **2**

1 Le défi des EDM **1**
1.1 Motivations théoriques de la recherche de violation de CP 2
1.1.1 Violation de CP dans le Modèle Standard 2
1.1.2 Baryogénèse électrofaible au-delà du Modèle Standard 6
1.2 Recherches expérimentales de violation de CP 9
1.2.1 Test du formalisme CKM auprès des collisionneurs 9
1.2.2 La CPV à l'épreuve des EDMs 14
1.2.3 Interprétation de la mesure d'un EDM 16
1.3 Les projets EDM dans le monde 18
1.3.1 EDM dans les atomes/molécules 19
1.3.2 EDM du proton 22
1.3.3 EDM du neutron 22
1.3.4 Synthèse 23
1.4 Principe de mesure de l'EDM du neutron 23
1.4.1 Détour historique et état de l'art 24
1.4.2 Propriétés fondamentales des neutrons ultrafroids 27
1.4.3 Dynamique du spin des neutrons 28
1.4.4 Dispositif expérimental et environnement magnétique 31
1.4.5 Contrôle du champ magnétique 34
1.4.6 Sensibilité de l'expérience 35
1.5 Conclusion 37

2 Le co-magnétomètre ^{199}Hg dans l'expérience nEDM **39**
2.1 Présentation du co-magnétomètre ^{199}Hg 40
2.1.1 Opération du co-magnétomètre 40
2.1.2 Polarisation de la vapeur de ^{199}Hg 42
2.1.3 Dynamique du spin dans la chambre de précession 45
2.1.4 Formation du signal Hg 45
2.1.5 Les limites du co-magnétomètre actuel 47
2.2 Analyse du signal de précession 50
2.2.1 Introduction à la problématique : Exactitude vs précision 50
2.2.2 La méthode des deux fenêtres 53
2.2.3 Mise en œuvre de l'ajustement du signal 54
2.2.4 Validation par méthode Monte-Carlo 57

2.3 Effet du filtre sur le signal ^{199}Hg . . . 60
2.3.1 Corrélation induite du bruit . . . 60
2.3.2 Influence de la phase du filtre sur le signal . . . 62
2.3.3 Validité de l'approximation harmonique . . . 64
2.4 Effets systématiques induits . . . 67
2.4.1 Faux EDM relativiste du ^{199}Hg . . . 68
2.4.2 Déplacement lumineux . . . 73
2.5 Conclusion . . . 76

3 Contributions à la magnétométrie ^{199}Hg pour n2EDM 77
3.1 La magnétométrie ^{199}Hg dans n2EDM . . . 78
3.1.1 Le projet n2EDM et ses contraintes . . . 78
3.1.2 Prototype de la chambre de polarisation ^{199}Hg . . . 80
3.2 Développement d'un banc de test ^{199}Hg . . . 82
3.2.1 Caractéristiques du banc de test . . . 82
3.2.2 Mode opératoire . . . 85
3.2.3 Premiers résultats . . . 89
3.3 Dépolarisation magnétique : comparaison théorie / expérience . . . 94
3.3.1 Introduction à la théorie de Redfield . . . 94
3.3.2 Approche effective et facteurs géométriques . . . 95
3.3.3 Calcul des fonctions d'auto-corrélation par Monte-Carlo . . . 96
3.3.4 Adiabaticité du magnétomètre ^{199}Hg . . . 98
3.3.5 Confrontation de la théorie à l'expérience . . . 99
3.4 Conclusion . . . 102

4 Analyse des données nEDM et limite préliminaire 103
4.1 La campagne de mesure nEDM 2015 . . . 104
4.1.1 Plan général . . . 104
4.1.2 Optimisation du temps de précession . . . 107
4.1.3 Fréquence d'inversion du champ électrique . . . 108
4.1.4 Performance de la source UCN à PSI . . . 109
4.1.5 Conclusions . . . 110
4.2 Production de données en aveugle . . . 110
4.2.1 Principe général . . . 112
4.2.2 Validation de la procédure . . . 113
4.3 Suivi de la qualité des données en ligne . . . 118
4.4 Chaîne d'analyse des données . . . 119
4.4.1 Première réduction des données . . . 121
4.4.2 Analyse de la frange de Ramsey . . . 126
4.4.3 Correction du rapport des fréquences R . . . 130
4.4.4 Estimation de l'EDM : R vs E . . . 134
4.5 Validation de l'analyse . . . 135
4.5.1 Ajustement de la frange de Ramsey et rapport R . . . 135
4.5.2 Influence des variations du gradient vertical de champ magnétique . 138
4.5.3 Corrélation R vs $\mathbf{E}$ . . . 139
4.6 Résultat final et interprétation . . . 140
4.6.1 Analyse du point de croisement . . . 140

4.6.2 Budget des systématiques 141
4.6.3 Mesure de l'EDM du neutron et limite d'exclusion préliminaire . . . 143
4.7 Conclusion 144

Conclusion **147**

A Table des polynômes harmoniques en coordonnées cartésiennes **149**

B Ajustement par minimisation des moindres carrés des magnétomètres ^{133}Cs **150**

C Comparaison du champ magnétique mesuré par les CsM et le HgM **152**

D Fonctions d'ajustement de la frange de Ramsey **153**

E Récapitulatif de la prise de données nEDM 2015 **155**

Introduction

Un moment dipolaire électrique permanent (EDM) est une propriété fondamentale des systèmes simples, comme l'électron, certains atomes/molécules ou le neutron, dont l'existence est prédite par le Modèle Standard de la physique des particules (MS) mais qui n'a pour l'heure jamais été observée. Cette observable violant la symétrie T lie étroitement la physique des particules à l'énigme cosmologique de l'asymétrie baryonique de l'Univers. Dans l'état actuel de nos connaissances, produire une telle asymétrie requiert de nouvelles sources/de nouveaux mécanismes de violation de CP, au-delà du MS, qui peuvent être sondés de façon privilégiée par les recherches d'EDM. La sensibilité des expériences EDM actuelles est 6 ordres de grandeurs au-dessus des prédictions de la théorie électrofaible du MS. Ce type de recherche est complémentaire aux expériences LHCb, BABAR et Belle menées auprès des collisionneurs de particules. Toutes se situent à la frontière de précision, par opposition aux expériences ATLAS et CMS, en particulier, qui se trouvent à la frontière d'énergie. L'absence de découverte d'un EDM non nul, après 60 ans de quête, détermine la limite supérieure la plus contraignante sur la violation de CP issue de l'interaction forte et contraint l'espace des phases des modèles de nouvelle physique. A ce jour, la mesure d'un EDM non nul constituerait la première signature, en laboratoire, d'une physique au-delà du MS. Dans cette perspective passionnante, de nombreux projets de mesure d'un EDM auprès d'atomes lourds ont vu le jour ces dernières années et d'importants efforts sont poursuivis auprès de l'EDM du neutron (nEDM) notamment. Ce manuscrit présente la recherche de l'EDM du neutron menée auprès de l'expérience nEDM, en cours de prise de données à l'Institut Paul Scherrer (PSI) en Suisse.

Dans le premier chapitre, les motivations de recherches de nouvelles source de violation de CP hors MS sont introduites ainsi qu'un état des lieux de notre connaissance de ce processus à travers sa mesure directe auprès des collisionneurs de particules. La physique des EDM et ses enjeux théoriques y sont présentés à la lumière des prédictions du MS et au-delà. La mesure de l'EDM du neutron est remise dans un contexte international à l'occasion d'une revue des expériences majeures. Enfin, une description du principe de la mesure de l'expérience nEDM, réalisée auprès de la source de neutrons ultra froids nouvellement construite de PSI, présentera les défis auxquels est confronté cet ambitieux projet.

Le deuxième chapitre est dédié à la co-magnétométrie ^{199}Hg, élément de contrôle du champ magnétique au cœur de la réussite de l'expérience nEDM. Après une partie introductive rappelant son principe de fonctionnement, l'amélioration de ses performances via l'analyse de données est détaillée. La fin du chapitre est consacrée aux mesures d'effets systématiques induits par la présence de cet instrument, mesures qui ont été réalisées et analysées au cours de cette thèse.

Le troisième chapitre présente le développement d'un banc de test, conçu dans la perspective de tester le prototype de la chambre de polarisation ^{199}Hg du futur projet n2EDM de la collaboration nEDM@PSI. Ce projet ambitionne d'améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité actuelle sur la mesure de l'EDM du neutron au cours de la prochaine décennie. Cette partie fait notamment l'objet d'une comparaison de mesures physiques avec la théorie de Redfield, théorie permettant de comprendre la dynamique du spin des neutrons et des atomes de ^{199}Hg, plongés dans un champ magnétique inhomogène.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'analyse des données nEDM collectées lors de la campagne de prise de données 2015. En préambule, la stratégie de cette campagne de mesure introduit le séquencement de l'expérience. Comme couramment rencontré en physiques des particules, la collaboration nEDM a mis en œuvre une analyse de données en aveugle. Cela est en particulier motivé car en 60 ans de mesure, sa valeur a toujours été compatible avec zéro. La mise en place de l'altération des données et les tests réalisés seront discutés. Enfin, la description exhaustive de la chaine d'analyse des données nEDM et sa validation étape par étape aboutit une mesure préliminaire de l'EDM du neutron altérée, ainsi qu'à la limite d'exclusion correspondante.

Chapitre 1

Le défi des EDM

Sommaire

1.1 Motivations théoriques de la recherche de violation de CP . . . 2

1.1.1 Violation de CP dans le Modèle Standard 2

1.1.2 Baryogénèse électrofaible au-delà du Modèle Standard 6

1.2 Recherches expérimentales de violation de CP 9

1.2.1 Test du formalisme CKM auprès des collisionneurs 9

1.2.2 La CPV à l'épreuve des EDMs 14

1.2.3 Interprétation de la mesure d'un EDM 16

1.3 Les projets EDM dans le monde 18

1.3.1 EDM dans les atomes/molécules 19

1.3.2 EDM du proton 22

1.3.3 EDM du neutron 22

1.3.4 Synthèse 23

1.4 Principe de mesure de l'EDM du neutron 23

1.4.1 Détour historique et état de l'art 24

1.4.2 Propriétés fondamentales des neutrons ultrafroids 27

1.4.3 Dynamique du spin des neutrons 28

1.4.4 Dispositif expérimental et environnement magnétique 31

1.4.5 Contrôle du champ magnétique 34

1.4.6 Sensibilité de l'expérience 35

1.5 Conclusion 37

Dans ce chapitre, nous allons tenter de répondre à trois questions qui motivent la recherche du moment dipolaire électrique (EDM) du neutron. Premièrement, quelles réponses la mesure des EDM peut-elle apporter au problème fondamental de l'origine de l'asymétrie baryonique de l'Univers (BAU) ? Ensuite, comment se compare la mesure de l'EDM des particules non dégénérées aux autres tests du Modèle Standard ? Et en conclusion, quels dispositifs expérimentaux offrent l'opportunité de mesurer cet EDM avec une précision encore jamais atteinte ? Les réponses à ce questionnement global nous permettront d'éclairer les défis théorique et expérimental des projets de mesure des EDMs actuels ou futurs.

1.1 Motivations théoriques de la recherche de violation de CP

La construction théorique du Modèle Standard de la physique des particules (MS) s'est vue parachevée par la découverte du boson de Higgs en 2012. Malgré cela, des observations, principalement cosmologiques, mettent en lumière les insuffisances du MS. Notons parmi elles la non-prédiction d'une masse des neutrinos et les inexpliquées origines de la matière noire, de l'énergie noire et de l'asymétrie baryonique de l'Univers. Pour caractériser ces phénomènes au-delà du MS, le Large Hadron Collider (LHC) tente de produire à haute énergie de nouvelles particules qui manifesteraient la présence de nouvelles interactions. La physique auprès des collisionneurs de particules teste également les symétries fondamentales de la nature et recherche une potentielle déviation des mesures aux prédictions du MS, signe de nouvelle physique. Parallèlement à cela, de nombreuses expériences tentent d'accéder aussi précisément que possible à des observables de basse énergie sensibles à ces phénomènes qui, pour l'heure, échappent aux détecteurs en laboratoire. La physique des EDM rentre dans cette catégorie et permet de sonder le secteur de la violation de CP (CPV) comme nous le verrons plus loin. Dans cette partie, une revue des origines de la violation de CP au sein du MS met en évidence l'incapacité de ce modèle à reproduire la BAU observée et motive ainsi la recherche théorique et expérimentale de nouvelles sources de CPV.

1.1.1 Violation de CP dans le Modèle Standard

Depuis 1957 et la découverte de la violation de la symétrie de parité dans les expériences de désintégration du ^{60}Co par Wu et al. (1957), les symétries discrètes de la Nature, au nombre de trois, C (conjugaison de charge), P (parité), et T (renversement du temps), jouent un rôle prépondérant dans le MS. Cette découverte fut suggérée par Lee et Yang (1956), suite à leur analyse approfondie sur la conservation de P dans les interactions faibles, qui leur a valu le prix Nobel en 1957. De fait, la construction théorique de la théorie électrofaible du MS repose sur l'observation que seules les chiralités gauches se couplent à l'interaction faible, observation à l'origine de la structure en forme de doublet des fermions gauches et en singlet des fermions droits :

$$Q_{\mathrm{L}} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{\mathrm{L}}, \quad q^1_{\mathrm{R}} = u_{\mathrm{R}}, \quad q^2_{\mathrm{R}} = d_{\mathrm{R}}, \qquad L_{\mathrm{L}} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_{\mathrm{L}}, \quad l^1_{\mathrm{R}} = e_{\mathrm{R}}, \tag{1.1}$$

ici pour la première génération de quarks et de leptons. Dans la même année, Lev Landau proposa CP comme nouvelle symétrie fondamentale de la nature. En effet, si P est violée, il en est potentiellement de même pour C, menant à une conservation de CP. La découverte, quelques années après, de la violation de CP par Christenson et al. (1964) dans la désintégration des kaons neutres $K_0 \to \pi\pi$ / $K_0 \to \pi\pi\pi$ a rapidement invalidé cette hypothèse. Cela valut le prix Nobel à Cronin et Fitch en 1980. L'introduction théorique de la violation de CP dans le MS est proposée dès 1973 via la matrice CKM, en invoquant l'existence de 3 générations de quarks. Cette prédiction s'est vérifiée quatre ans plus tard avec la découverte du quark *bottom* puis a été confirmée en 1994 avec le *top*. Il s'agit d'un formidable succès de la construction théorique du MS, pour lequel Kobayashi et Maskawa ont reçu le prix Nobel en 2008. De nos jours, le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie quantique des champs locale qui repose sur la conservation de CPT. Une violation de cette symétrie impliquerait notamment une violation de l'invariance de Lorentz qui n'a pour le moment jamais été constatée ni en laboratoire ni dans les observations astrophysiques.

Le Modèle Standard de la physique des particules offre un cadre théorique permettant de comprendre les interactions entre particules élémentaires (quarks et leptons) ainsi que l'origine de leur masse. Les interactions du MS sont formellement décrites par la symétrie de jauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ dont la brisure spontanée à l'échelle électrofaible fait apparaître les bosons vecteurs des interactions forte : $G_{1\to 8}$, faible : $W^{\pm}$ - Z, et électromagnétique γ. Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs, validé par la découverte du boson scalaire de Higgs en 2012 au LHC ($m_{\mathrm{H}} = 125$ GeV), permet de donner une masse aux bosons $W^{\pm}$ et Z et le mécanisme de Yukawa donne une masse aux fermions. Ces interactions s'écrivent explicitement via le Lagrangien du MS dont une partie est présentée ci-après :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathrm{MS}} \;&\ni\; \mathcal{L}_{\mathrm{quarks}} + \mathcal{L}_{\mathrm{gluons}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Yukawa}} \\ &\ni\; i\bar{q}^i_{\mathrm{R}}(D'^{\mu}\gamma_\mu)q^i_{\mathrm{R}} + i\bar{Q}^j_{\mathrm{L}}(D^{\mu}\gamma_\mu)Q^j_{\mathrm{L}} - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a + D_\mu\phi(D^\mu\phi)^\dagger - V(\phi) \\ &+\; Y^m_{jk}\bar{Q}^j_{\mathrm{L}}\phi d^{mk}_{\mathrm{R}} + Y^m_{jk}\bar{Q}^j_{\mathrm{L}}\varepsilon\phi^* u^{mk}_{\mathrm{R}} \end{aligned} \tag{1.2}$$

où $D^\mu = \partial^\mu + ig_s/2G^\mu_a\lambda_a + ig/2W^\mu_b\sigma_b + ig'/2B^\mu Y$ et $D'^\mu = \partial^\mu + ig_s/2G^\mu_a\lambda_a + ig'/2B^\mu Y$ représentent les dérivées covariantes gauche et droite du MS et ε est le tenseur antisymétrique 2×2. Les termes λ_a et σ_b représentent les matrices de Gell-Mann et Pauli respectivement. Les indices j et k permettent la sommations sur les 3 générations de quarks (u d), (c s), (t b) et l'indice m symbolise les deux familles de quarks ([u c t] et [d s b]).

Le secteur de Higgs est décrit par le potentiel $V(\phi)$ et la structure en doublet du champ scalaire :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix} \qquad V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$$

Après brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \times U(1)$, $V(\phi)$ acquiert un minimum non nul $v_{\mathrm{F}} = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = 246$ GeV, qui définit l'échelle électrofaible. Voyons à présent concrè-

tement comment est paramétrée la violation de CP dans les secteurs faible et fort du MS.

1.1.1.1 CPV par l'interaction faible

L'apparition explicite des termes de masse des fermions après brisure spontanée de symétrie du MS requiert de passer des états de saveurs des quarks aux états de masse. Ce changement de base se réalise en diagonalisant les coefficients de Yukawa Y_{jk} qui sont en règle générale des matrices complexes :

$$Y^{1\mathrm{d}}_{jk} = V^1_{\mathrm{L}} Y^1_{jk} V^{1\dagger}_{\mathrm{R}} = m^1_j \delta_{jk}, \tag{1.3}$$

$$Y^{2\mathrm{d}}_{jk} = V^2_{\mathrm{L}} Y^2_{jk} V^{2\dagger}_{\mathrm{R}} = m^2_j \delta_{jk}. \tag{1.4}$$

Les matrices Y^{d}_{jk} sont réelles à coefficients positifs et les m_j correspondent aux masses réelles des quarks. La partie cinétique du Lagrangien du MS $\mathcal{L}_{\mathrm{quarks}}$ ne mélange pas les 3 générations de quarks dans la base des états de saveurs, ce n'est plus le cas dans la base des états de masse, autorisant ainsi des couplages de la forme :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{quarks}} = i\bar{u}^i_{\mathrm{L}} (V^1_{\mathrm{L}} V^{2\dagger}_{\mathrm{L}})_{ij} (D^\mu \gamma_\mu) d^j_{\mathrm{L}}. \tag{1.5}$$

Le produit des éléments de matrice $V^1 V^{2\dagger}$ est défini comme suit Cabibbo (1963); Kobayashi et Maskawa (1973) :

$$V \equiv V^1 V^{2\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \tag{1.6}$$

La matrice V de dimension 3×3, a la particularité d'être unitaire $V^\dagger V = \mathbb{1}$, ce qui lui confère plusieurs propriétés particulièrement intéressantes. Elle est réduite à 4 paramètres libres décrits par les trois angles d'Euler θ_{12}, θ_{13} et θ_{23} et une phase complexe δ. Je présente ici la paramétrisation standard de cette matrice Olive et Group (2014) :

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \tag{1.7}$$

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$. Il existe également des relations entre ses coefficients :

$$\sum_i V_{ij} V^*_{ik} = \delta_{jk}, \tag{1.8}$$

$$\sum_j V_{ij} V^*_{kj} = \delta_{ik}. \tag{1.9}$$

Pour faire apparaitre explicitement l'origine de la violation de CP dans le secteur faible du MS, regardons l'effet de cette symétrie sur les interactions par courants chargés (1.5) :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{quarks,cc}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}^i_{\mathrm{L}} (V^1_{\mathrm{L}} V^{2\dagger}_{\mathrm{L}})^i_j \gamma_\mu W^{-\mu} d^j_{\mathrm{L}} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}^i_{\mathrm{L}} (V^1_{\mathrm{L}} V^{2\dagger}_{\mathrm{L}})^*_{ij} \gamma_\mu W^{+\mu} u^j_{\mathrm{L}}, \tag{1.10}$$

$$\mathcal{L}^{CP}_{\mathrm{quarks,cc}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}^i_{\mathrm{L}} (V^1_{\mathrm{L}} V^{2\dagger}_{\mathrm{L}})^i_j \gamma_\mu W^{+\mu} u^j_{\mathrm{L}} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}^i_{\mathrm{L}} (V^1_{\mathrm{L}} V^{2\dagger}_{\mathrm{L}})^*_{ij} \gamma_\mu W^{-\mu} d^j_{\mathrm{L}}. \tag{1.11}$$

A partir de cette comparaison, on conclut que le Lagrangien reste inchangé sous la symétrie CP à la condition que $(V_{\mathrm{L}}^{1}V_{\mathrm{L}}^{2\dagger})_{ij} = (V_{\mathrm{L}}^{1}V_{\mathrm{L}}^{2\dagger})_{ij}^{*}$. D'après la paramétrisation complexe de la matrice CKM (1.7), on constate qu'une telle condition n'est en réalité pas assurée dans le MS. En effet, longtemps demeurée inconnue, la phase δ de la matrice CKM est, depuis les années 1990/2000, mesurée explicitement par les expériences BABAR, Belle et LHCb dans le secteur des mésons B et D, qui sont des états liés de deux quarks contenant un $\bar{b}$ pour les premiers et un c pour les seconds, nous reviendrons sur cet aspect expérimental par la suite.

1.1.1.2 CPV par l'interaction forte

Depuis son origine, une inconnue de taille subsiste en théorie de l'interaction forte, la ChromoDynamique Quantique (QCD), au sujet de la contribution du secteur fort à la violation de CP dans le MS, nommé ***Strong CP problem***.

La contribution de QCD au Lagrangien réduit du MS (1.3) est explicitée ci-après :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} = \mathcal{L}_{\mathrm{quarks}} + \mathcal{L}_{\mathrm{gluon}} + \mathcal{L}_{\mathrm{topo}}, \tag{1.12}$$

avec dans la base des états de saveur :

$$\mathcal{L}_{\mathrm{quarks}} = -g_s\bar{q}_{\mathrm{R}}^{i}(G_a^{\mu}\lambda_a\gamma_\mu)q_{\mathrm{R}}^{i} - g_s\bar{Q}_{\mathrm{L}}^{j}(G_a^{\mu}\lambda_a\gamma_\mu)Q_{\mathrm{L}}^{j} + Y_{jk}^{m}\bar{Q}_{\mathrm{L}}^{j}\phi q_{\mathrm{R}}^{mk}, \tag{1.13}$$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{gluon}} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^{a}, \tag{1.14}$$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{topo}} = -\theta\frac{g^2}{32\pi^2}\tilde{G}_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^{a}, \tag{1.15}$$

où l'on a introduit le tenseur du champ de gluons dual $\tilde{G}^{\mu\nu,a} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}G_{\rho\sigma}^{a}$. Les deux premiers termes $\mathcal{L}_{\mathrm{quark}}$ et $\mathcal{L}_{\mathrm{gluon}}$ représentent la dynamique usuelle de QCD. $\mathcal{L}_{\mathrm{topo}}$ est quant à lui relié à la topologie complexe du vide QCD via le paramètre θ, communément appelé *angle du vide* QCD, et viole explicitement P et T.

Le passage des états de saveurs aux états de masse des quarks implique, comme vu précédemment, une diagonalisation de la matrice $M_{jk} \to M_{jk}^{\mathrm{d}} = m_j\delta_{jk}$. Cette diagonalisation consiste en une rotation chirale, $q_{\mathrm{R}} \to e^{i\rho}q_{\mathrm{R}}$ ($Q_{\mathrm{L}}^{j} \to e^{+i\rho}Q_{\mathrm{L}}^{j}$) où $\rho = \mathrm{ArgDet}M$, qui s'applique au lagrangien topologique, d'où une transformation du paramètre θ :

$$\bar{\theta} = \theta - \mathrm{ArgDet}M. \tag{1.16}$$

La phase violant CP dans le lagrangien QCD est donc la différence pour le moins étonnante de l'*angle du vide* QCD et de la phase de la matrice de masse des quarks. $\bar{\theta}$ n'étant pas contraint d'un point de vue théorique, sa valeur devrait être a priori de l'ordre de l'unité. La limite supérieure de cette source de CPV est donnée par la contrainte actuelle sur l'EDM du neutron. Pospelov et Ritz (2005) donnent dans leurs travaux la dépendance qualitative de $\bar{\theta}$ avec l'EDM du neutron :

$$\bar{\theta} \approx \frac{M_N^2}{m_q}\frac{d_n}{e}, \tag{1.17}$$

où M_N est la masse des nucléons et m_q, la masse des quarks légers. En considérant la limite actuelle sur l'EDM du neutron ($|d_{\mathrm{n}}| < 3 \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$ (90% NC) par Baker et al. (2006);

Pendlebury et al. (2015)), la relation (1.17) permet de mettre une limite, $\bar{\theta} < 10^{-10}$. C'est cette valeur extrêmement faible qui constitue le problème non résolu de la violation de CP dans le secteur fort, appelé "Strong CP Problem".

Peccei et Quinn (1977) ont tenté d'apporter un élément de réponse à cette valeur *non naturelle* de $\bar{\theta}$ en proposant l'ajout d'une nouvelle symétrie $U(1)_{\mathrm{PQ}}$ qui annule le terme de phase $\bar{\theta}$ du Lagrangien $\mathcal{L}_{\mathrm{topo}}$ à QCD et dont la brisure spontanée fait apparaitre un nouveau champ scalaire nommé l'*axion*. Cette nouvelle particule est un candidat potentiel pour expliquer la matière noire. L'axion fait l'objet de recherches expérimentales à la fois en laboratoire avec notamment CAST (Asztalos et al., 2010) et ADMX (Arik et al., 2015) et en observation astrophysique (Ringwald, 2013) mais n'a toujours pas été observé.

En conclusion de cette présentation de la violation de CP dans le MS, nous avons vu qu'il existe deux sources distinctes : la première est incluse dans la théorie électrofaible telle que nous la connaissons aujourd'hui et est mesurée explicitement auprès des collisionneurs ; la seconde est prédite mais n'a jamais été observée dans les interactions fortes. Nous allons pourtant voir dans la suite que le mécanisme CKM du MS ne permet pas de répondre à toutes les interrogations qui nous viennent des observations cosmologiques, motivant donc la recherche de nouvelles sources de violation de CP hors MS.

1.1.2 Baryogénèse électrofaible au-delà du Modèle Standard

Outre le succès de la construction du Modèle Standard de la physique des particules au XXème siècle, l'accession à de nouvelles observables cosmologiques, rendue possible grâce aux missions spatiales des années 1990/2000, notamment avec les satellites COBE, WMAP et plus récemment Planck, a permis l'avènement du Modèle Standard de la Cosmologie, connu sous le nom de modèle ΛCDM (pour une revue, voir Bartelmann (2010)). Ce nouveau cadre théorique revêt un caractère remarquable pour interpréter et rendre cohérent entre eux les signaux nous provenant des diverses sondes cosmologiques.

L'un des points les plus importants dans la compréhension de l'évolution de notre Univers est lié à l'asymétrie baryonique de l'Univers, à savoir que le monde dans lequel nous vivons est essentiellement rempli de matière et non d'antimatière. Deux signaux indépendants permettent cette mesure : le fond diffus cosmologique, récemment étudié par la collaboration Planck (Ade et al., 2014) ; et l'abondance des noyaux dans l'Univers qui détermine le scénario de nucléosynthèse primordiale (Cooke et al., 2014). Cette asymétrie est estimée à partir du ratio de la densité du nombre de baryons sur la densité de photons. Les deux estimations actuelles de la BAU s'accordent formidablement sur la valeur de η :

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = 6.0 \times 10^{-10}, \tag{1.18}$$

où n_B et $n_{\bar{B}}$ sont respectivement la densité de baryons et d'antibaryons. Sakharov (1967) a décrit les conditions nécessaires à l'apparition d'une telle asymétrie, appelée *baryogénèse*, au tout début de notre Univers sous la forme de 3 critères :

- Non conservation du nombre baryonique
- Interactions hors équilibre

- Violation de C et CP

Une brève discussion de ces trois critères permet de caractériser les mécanismes fondamentaux à l'origine de la baryogénèse et met en lumière les insuffisances du MS à reproduire la BAU estimée à partir des modèles ΛCDM et de nucléosynthèse primordiale.

Violation de B La non conservation du nombre baryonique B s'effectue dans le cadre du MS via le mécanisme non-perturbatif des *sphalérons* (Klinkhamer et Manton, 1984). Celui-ci permet un transfert du nombre baryonique B en nombre leptonique L et vice versa tout en conservant la quantité $B - L$. Dans l'Univers primordial, les interactions entre les particules élémentaires et le champ de sphalérons se déroulent au sein d'un plasma chaud $T_{\text{plasma}} \gg v_{\text{F}}$ à un taux Γ_S bien supérieur au taux d'expansion de l'Univers H, si bien que le système est à l'équilibre thermodynamique. La condition, non suffisante, pour obtenir une asymétrie baryonique globale non nulle est que Γ_S devienne nul à mesure que l'Univers se refroidit. Cette condition est expérimentalement vérifiée de nos jours dans la mesure où la violation du nombre baryonique n'a jamais été observée en laboratoire.

Les deux critères suivants peuvent être réalisés selon deux scénarios principaux :

(i) *Leptogénèse* : Après la phase d'inflation de l'Univers primordial, une physique hors Modèle Standard est à l'œuvre à haute énergie ($T \gg v_{\text{F}}$). Elle inclut à la fois l'existence de neutrinos droits massifs de Majorana ν_{R} et une violation de la symétrie $B - L$ dans le secteur des leptons. La violation du nombre leptonique L, nécessaire pour faire apparaitre un terme de masse des neutrinos, s'effectue hors équilibre lorsque la température de l'Univers est de l'ordre de $T \sim M_{\nu_{\text{R}}}$, et se transfère en violation du nombre baryonique B via le mécanisme des sphalérons. La source de violation de CP est quant à elle fournie par la phase δ de la matrice de mélange des neutrinos PMNS (se référer par exemple à Schmauch (2015) pour une étude de ce scénario).
Une extrapolation des processus physiques depuis l'échelle de masse $M_{\nu_{\text{R}}}$ à l'échelle d'énergie accessible en laboratoire rend ce scénario attractif difficilement réfutable à l'heure actuelle.

(ii) *Baryogénèse électrofaible* : Ce cadre théorique permet la baryogénèse lors de la transition de phase électrofaible (pour une description de ce modèle, voir par exemple Bernreuther (2002); Morrissey et Ramsey-Musolf (2012)). En d'autres termes, cela signifie que la violation de B, via le mécanisme des sphalérons, est ici possible hors équilibre à une échelle d'énergie de l'ordre de v_{F}.
Ce modèle peut être testé en laboratoire auprès d'observables sensibles aux processus électrofaibles et est discuté plus en détail ci-dessous.

Interactions Hors Équilibre Aux premiers instants de l'Univers ($t < 10^{-12}$ s), la température est très élevée devant l'échelle d'énergie électrofaible $T \gg v_{\text{F}}$. Le champ de Higgs est homogène en tout point de l'espace $\phi_m = 0$, et son potentiel $V(\phi, T) = V(\phi) + V_{\text{plasma}}(T)$ est dominé par la présence d'un plasma chaud constitué de W, Z et

quarks t en interaction (Fig. 1.1) [1]. A mesure que l'Univers se refroidit, H augmente jusqu'à devenir comparable à Γ_S. Il se produit une *transition de phase électrofaible* (TPE) lorsque $T \approx v_F$, au cours de laquelle le minimum du potentiel de Higgs acquiert localement une valeur non nulle jusqu'à se stabiliser partout dans l'Univers à la valeur que nous observons aujourd'hui $\phi_m = 246$ GeV. Deux points importants sont à retenir.

Premièrement, l'aspect local de la transition. Il est nécessaire qu'au cours de la TPE, l'état fondamental du vide quantique acquière des minimums locaux en différents points de l'espace, générant ainsi une *nucléation de bulles* d'iso-potentiel dans l'Univers ayant chacune leur propre ϕ_m (Fig. 1.1). Cela permet l'apparition de *murs* sur lesquels les particules du MS vont interagir hors-équilibre thermodynamique. Une telle TPE implique qu'elle soit du 1er ordre, c'est à dire que le potentiel $V(\phi, T)$ évolue de façon non continue de $\phi_m = 0$ vers $\phi_m = 246$ GeV.

Deuxièmement, la rapidité avec laquelle se produit la TPE. La transition du 1er ordre doit être suffisamment rapide $\tau_{\text{TPE}} \sim \lambda_{\text{plasma}}$ où λ_{plasma} peut être vu comme le libre parcours moyen des particules du plasma primordial. Si cette dernière condition est satisfaite, le taux de production de baryon par photon au voisinage des *murs* des *bulles* peut atteindre $\eta \sim 10^{-2}$, suffisant pour une baryogénèse réaliste.

Notons que dans le cas d'une transition de phase du 2nd ordre, en l'absence de *bulles* (Fig. 1.1), le temps caractéristique des interactions hors équilibre est de l'ordre du taux d'expansion de l'Univers $\tau_{\text{TPE}} \sim H^{-1}$. Ce temps moyen est bien trop lent en comparaison de l'échelle de temps typique des interactions au sein du plasma et aboutit donc à un taux de production de baryon par photon négligeable ($\eta \sim 10^{-17}$) en comparaison avec la valeur observée $\eta \sim 10^{-10}$ (Huet, 1994).

Compte tenu de la forme du potentiel $V(\phi, T)$, la masse du boson de Higgs de 125 GeV, trop élevée, rend impossible le scénario d'une TPE du 1er ordre dans le MS. Une façon de résoudre ce problème consiste à élargir le secteur de Higgs (par exemple : théorie à deux doublets de Higgs ou théorie effective), modifiant le secteur scalaire du MS et rendant possible une transition de phase électrofaible du 1er ordre.

Violation de CP La violation de CP est un ingrédient nécessaire de la baryogénèse pour rendre asymétrique la production de baryons et d'anti-baryons à l'intérieur d'une *bulle* primordiale. Cette asymétrie grandie à mesure que les quarks (et les anti-quarks) se réfléchissent hors équilibre sur les murs par la présence de CPV. Une telle asymétrie peut se réaliser dans le cadre du MS via la phase δ de la matrice CKM.

Quand bien même une TPE du 1er ordre est réalisable en élargissant le MS, la phase δ peut-elle à elle seule, expliquer le rapport η ? Initialement, Kuzmin et al. (1985) montrèrent qu'un scénario comportant une TPE du 1er ordre reproduisait potentiellement les observations cosmologiques avec la seule invocation de la phase δ. Huet (1994) réfuta ce scénario qui prédit en réalité $\eta \sim 10^{-26}$, soit des ordres de grandeurs en dessous de la valeur observée.

En conclusion, la violation de CP que nous connaissons à travers le mécanisme CKM est largement supprimée dans le cadre de la baryogénèse électrofaible. La raison principale est qu'elle impacte fortement la dynamique des interactions où la 3ème génération de quarks est présente mais sur des échelles de temps très courtes. Elle est au contraire, inopérante dans les processus faisant intervenir les quarks légers. Il faut donc se tourner

1. Pour une analyse de ce potentiel, voir par exemple Fromme (2006).

vers de nouvelles sources de violation de CP indépendantes de la matrice de mélange des quarks du MS pour expliquer la BAU observée.

En conclusion, si la physique auprès des collisionneurs a longtemps été fructueuse en découvertes, il semble qu'après la découverte du boson de Higgs et la confirmation exceptionnelle du mécanisme homonyme en 2012, elle peine à ouvrir la voie vers la physique hors MS. Les extensions du MS (Supersymétrie, Minimal Flavor Violation, Composite Higgs Models, Randall-Sundrum Models ...) cherchant principalement à résoudre le problème de hiérarchie dans le secteur du Higgs font toutes apparaitre de nouvelles sources potentielles de violation de CP. Ces modèles apportent une solution plausible au problème de la baryogénèse électrofaible. Ce faisant, ils admettent naturellement une échelle d'énergie de la nouvelle physique dans la gamme :

$$\Lambda_{\mathrm{NP}} \sim 0.1 \ - \ 1 \text{ TeV}. \tag{1.19}$$

L'absence de nouvelle physique en 2016 à cette échelle d'énergie au LHC @ 8/14 TeV laisse à penser que Λ_{NP} peut se trouver à une échelle multi-TeV ou au-delà, c'est à dire une région hors de portée pour une détection directe au LHC. Pour explorer la physique multi-TeV, il est donc opportun de recourir à l'étude d'observables de basse énergie et c'est en cela que les moments dipolaires électriques des particules sont des sondes privilégiées.

1.2 Recherches expérimentales de violation de CP

Après avoir discuté le formalisme CKM au sein du MS et l'existence de la phase δ violant CP, tournons-nous vers les mesures explicites de la CPV en laboratoire. Le panel de tests expérimentaux présenté ici met en lumière la mesure non nulle du paramètre δ et les possibilités de sonder les extensions du MS dans le secteur de la CPV via les EDMs notamment.

1.2.1 Test du formalisme CKM auprès des collisionneurs

Les expériences BABAR, Belle et LHCb auprès des collisionneurs de particules PEP2 à SLAC, KEKB à KEK et au LHC (couramment nommés *usines à B* pour les deux premiers), testent la validité du groupe d'équations (1.8) qui peut être matérialisé sous la forme de six triangles unitaires dont les longueurs des côtés sont directement reliées à δ (Fig. 1.2). Les paramètres $\bar{\eta}$ et $\bar{\rho}$ sont définis par les relations suivantes :

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} \ = \ -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = -\frac{c_{12}c_{13}s_{13}e^{-i\delta}}{(s_{12}c_{23} + c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta})s_{23}c_{13}}, \tag{1.20}$$

$$\frac{\bar{\eta}}{\bar{\rho}} \ \simeq \ \tan(\delta)\,. \tag{1.21}$$

Dans la suite, nous nous intéressons particulièrement à la violation de CP dans le secteur des mésons neutres B^0, produits lors de la désintégration du $\Upsilon(4S)$ en paires $B^0\bar{B}^0$ et qui permet d'estimer l'angle α du triangle d'unitarité. Sur la figure 1.3, un exemple type permet de comprendre l'origine de la CPV dans la désintégration du méson B^0 en paire de

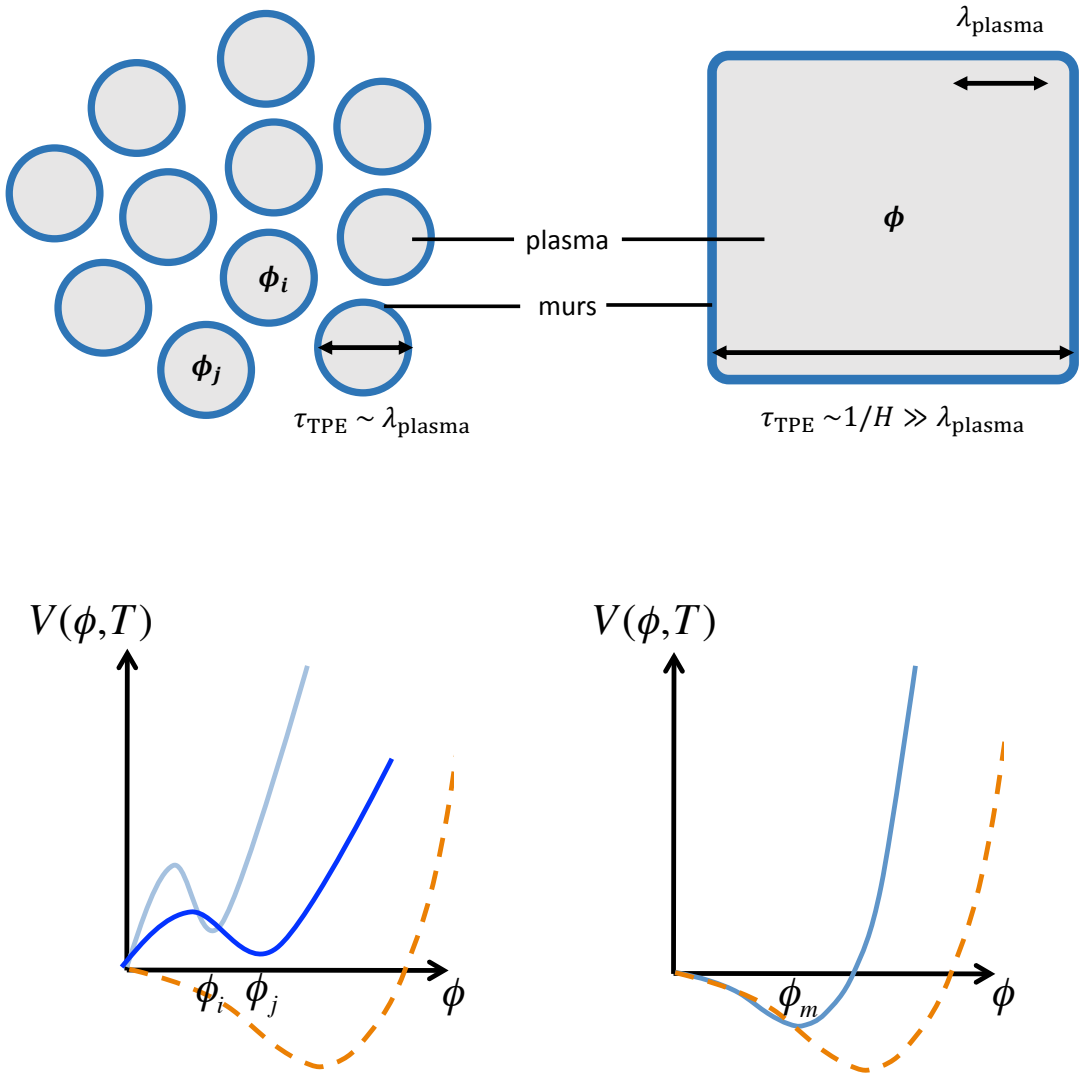

FIGURE 1.1 – Illustration (en haut) du processus de nucléation de bulles du vide lors de la transition de phase électrofaible, (en bas) du potentiel du champ de Higgs à mesure que l'Univers se refroidi (lignes bleues pleines) jusqu'à atteindre sa valeur actuelle (ligne orange pointillée). Les cas d'une transition de phase du 1er ordre (à gauche) et du 2ème ordre (à droite) montrent les différentes échelles de temps mises en jeu.

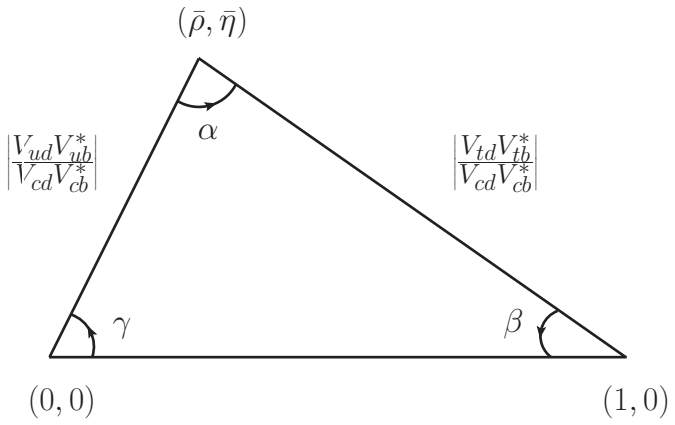

FIGURE 1.2 – Représentation d'un triangle d'unitarité dans le plan complexe.

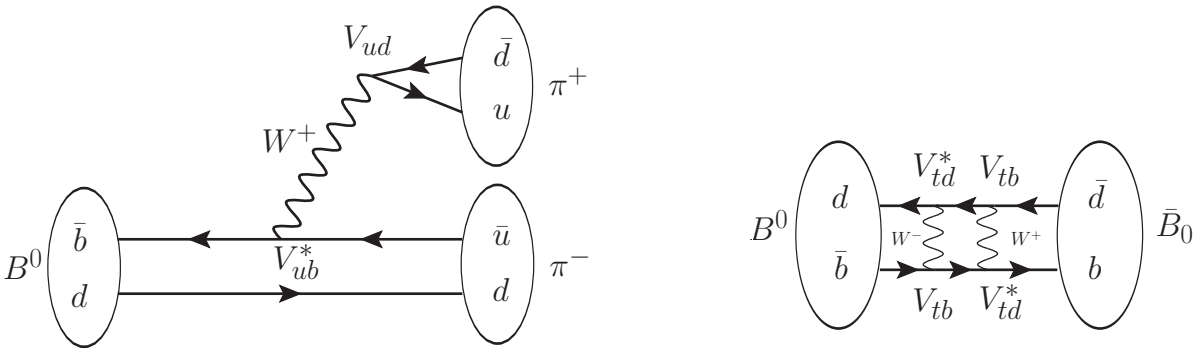

FIGURE 1.3 – Diagrammes de Feynman contribuant principalement à la CPV dans le cadre de la désintégration B^0. Gauche : Diagramme à l'arbre $B^0 \to \pi^+\pi^-$. Droite : Diagramme en boîte traduisant le mélange $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$.

pions $\pi^+\pi^-$. Les deux diagrammes de Feynman menant à la désintégration $B^0 \to \pi^+\pi^-$ représentent deux chemins possibles pour accéder à un même état final :

- $B^0 \to \pi^+\pi^-$ sensible à $V_{ud}V_{ub}^*$
- $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ sensible à $V_{td}^*V_{tb}$

La désintégration directe $B^0(\bar{B}^0) \to \pi^+\pi^-$ à l'arbre ne viole pas CP car elle fait intervenir l'amplitude $|V_{ud}V_{ub}^*|^2(|V_{ud}^*V_{ub}|^2)$ qui est réelle. La violation de CP apparait ici en étudiant l'interférence des deux chemins. Il est ainsi possible de faire apparaitre le rapport $V_{td}V_{tb}^*/V_{ud}V_{ub}^*$ qui rentre dans l'estimation de l'angle α :

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right). \tag{1.22}$$

Quantitativement, la dépendance "temporelle" mesurée expérimentalement du taux de désintégration des états propres de CP : B^0 $(q = +1)$ et $\bar{B}^0$ $(q = -1)$ suit l'expression suivante :

$$\mathcal{P}(\Delta t, q) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}}\left[1 + q\left(\mathcal{A}_{CP}\cos(\Delta m_d \Delta t) + \mathcal{S}_{CP}\sin(\Delta m_d \Delta t)\right)\right]. \tag{1.23}$$

où Δt est l'intervalle de temps entre la mesure des deux mésons issus de la désintégration d'un $\Upsilon(4S)$, τ_{B^0} est le temps de vie du méson B^0 et Δm_d est la différence de masse des deux états propres B^0 / $\bar{B}^0$. Le mode de CPV direct est porté par l'amplitude $\mathcal{A}_{CP}$. $\mathcal{S}_{CP}$, quant à elle, dénote la contribution du mélange induit par la CPV. Cette dernière amplitude est une mesure explicite de l'angle α du triangle d'unitarité (Fig. 1.2) : $\mathcal{S}_{CP} = \sin 2\alpha$ au 1er ordre. La figure 1.4 montre le résultat de la mesure du nombre de désintégrations $B^0 \to \pi^+\pi^-$ et $\bar{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ en fonction de Δt. En présence de violation de CP, une désintégration asymétrique des deux états propres est attendue, ce qui est vérifié expérimentalement.

Les publications en 2013/2014 de ce canal de désintégration par les collaborations BABAR (Lees et al., 2013), Belle (Dalseno et al., 2013) et LHCb (Aaij et al., 2014) ont permis d'améliorer significativement la sensibilité sur la valeur de l'angle α dont la valeur moyenne mondiale, compatible avec le MS, est $(87.7^{+3.5}_{-3.3})^\circ$. Plus généralement, la combinaison des études de la CPV dans la désintégration des K et mésons B et D permet de sur-contraindre l'unitarité de la matrice CKM du fait des relations (1.8). Un important effort est concentré sur l'analyse combinée des diverses sondes du secteur de la CPV du MS. Ce travail est principalement réalisé par deux groupes de recherche indépendants *UTfit* et *CKMfitter*. Le résultat de l'ajustement global du modèle CKM sur les données est présenté sur la figure 1.5. L'accord entre les données et le MS (représenté par le point de croisement $(\bar{\rho},\bar{\eta})$) est remarquable compte tenu du nombre d'observables (une dizaine au total) présentes dans l'analyse de Charles et al. (2015). Cet ajustement global permet en outre une estimation de la phase δ violant CP (Olive et al., 2014) :

$$\delta = (71.1 \pm 3.1)^\circ. \tag{1.24}$$

Il est important de noter que la stratégie mise en œuvre pour tester la validité du MS dans le secteur de la CPV, via l'étude de la désintégration des kaons et des mésons

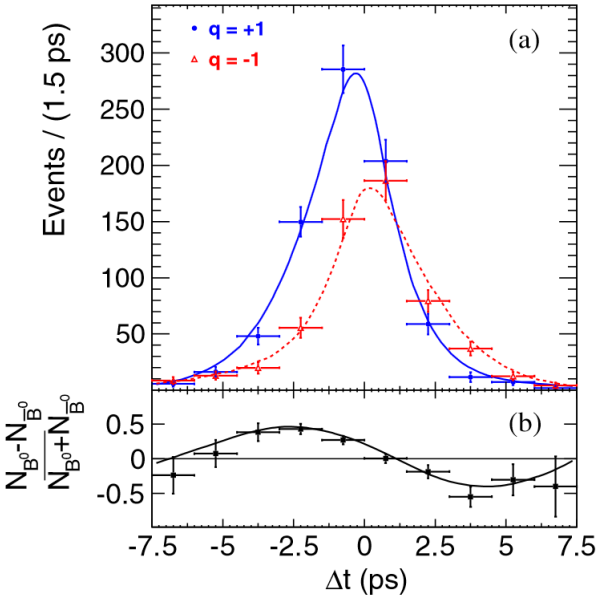

FIGURE 1.4 – Résultat de l'ajustement de la dépendance en temps du canal $B^0 \to \pi^+\pi^-$ après soustraction du bruit de fond publié par la collaboration Belle (Dalseno et al., 2013). (a) Distribution du nombre de $B^0(\bar{B}^0)$ $N_{B^0}(N_{\bar{B}^0})$ en bleu (rouge) en fonction de Δt. (b) Asymétrie du graphique (a).

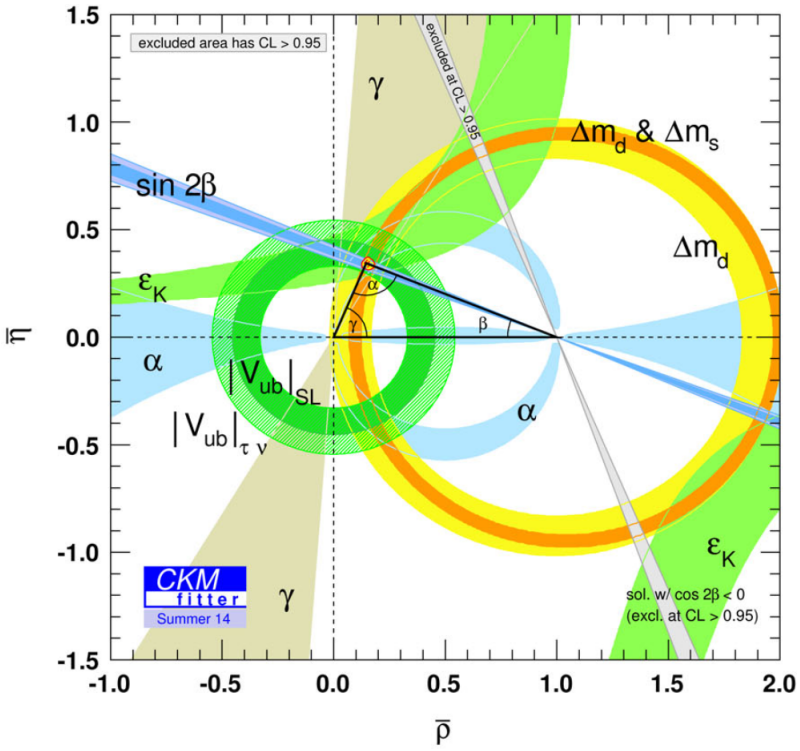

FIGURE 1.5 – Ajustement global du triangle d'unitarité par le groupe *CKMfitter* (Charles et al., 2015) sur une dizaine d'observables sensibles à la violation de CP au sein du MS. La contribution de la mesure de l'angle α introduite dans cette section apparaît avec le cercle bleu clair dénommé α.

B et D, consiste à mesurer les paramètres du MS aussi précisément que possible afin de trouver une éventuelle inconsistance au sein du MS. La masse du quark b (quark de la 3ème génération) étant de 4 GeV, les couplages menant à la désintégration des mésons sont hautement non perturbatifs, ce qui rend les prédictions théoriques des amplitudes physiques délicates et nécessite, dans certains cas, le recours à des calculs de QCD sur réseau. La précision relative de ces calculs est à l'heure actuelle de l'ordre de 5 - 10%. Il est attendu que la précision sur l'angle α atteigne 1° à l'issue de la prise de données de LHCb et avec l'apport de l'expérience Belle2 dans les années à venir Aushev et al. (2010). Compte tenu des avancées remarquables du côté expérimental sur la mesure des paramètres des triangles d'unitarité, l'erreur théorique sur le calcul des contributions du MS dans la désintégration des K, B et D, pour quelle reste sous dominante, requiert une attention particulière. Cet aspect est important en physique du B, dans la perspective de sonder la physique hors Modèle Standard à l'échelle multi-TeV dans les années à venir.

1.2.2 La CPV à l'épreuve des EDMs

Il existe deux alternatives pour chercher une nouvelle physique violant CP :

1. Contraindre de plus en plus précisément les triangles d'unitarité de la matrice CKM pour mettre en lumière une inconsistance induite par la physique hors MS
2. Mesurer des observables violant CP dont la contribution du MS est supprimée, de telle sorte que l'erreur théorique puisse être négligée

La mise en évidence de la violation de CP via la mesure du moment dipolaire électrique (EDM) de systèmes non dégénérées tels que l'électron, le neutron ou les atomes/molécules rentre dans la deuxième catégorie. L'EDM d'une particule, noté d, quantifie le couplage du spin $\mathbf{S}$ de la particule au champ électrique externe $\mathbf{E}$:

$$H^{\mathrm{EDM}} = d\,\mathbf{E}.\mathbf{S}. \tag{1.25}$$

En théorie quantique des champs, le couplage correspondant, dont la limite relativiste donne le Hamiltonien 1.25, est décrit par le lagrangien :

$$\mathcal{L}^{\mathrm{EDM}} = -i\frac{d}{2}\bar{q}\sigma^{\mu\nu}\gamma_5 q F_{\mu\nu}, \tag{1.26}$$

où q et $F_{\mu\nu}$ sont les champs des quarks et EM. Cette recherche est motivée car seuls des couplages violant CP permettent à ces systèmes de posséder un EDM non nul. En effet, considérons une particule de spin 1/2 possédant un moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ et un moment dipolaire électrique $\mathbf{d}$. Ces deux observables vectorielles sont orientées selon l'axe de symétrie de la particule porté par $\mathbf{S}$ en vertu du théorème de Wigner-Eckart [2]. Elles se transforment comme un pseudo-vecteur pour $\boldsymbol{\mu}$ et comme un vecteur pour $\mathbf{d}$ par analogie avec les champs magnétiques $\mathbf{B}$ et électrique $\mathbf{E}$. Les symétries P et T ne laissent donc pas invariant l'état de la particule si $\mathbf{d} \neq \mathbf{0}$ (Fig. 1.6), ce qui signifie que l'existence d'un EDM non nul dans un système non dégénéré implique une violation de P et de T et par

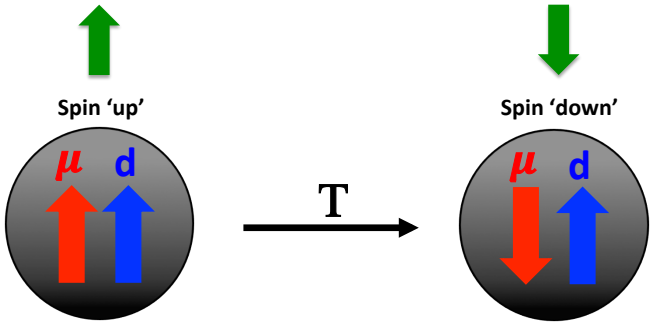

FIGURE 1.6 – Illustration de l'action de l'opérateur T sur l'état d'un neutron portant un moment dipolaire électrique non nul.

extension CP en vertu du théorème CPT. Nous allons voir en particulier que l'EDM du neutron est théoriquement non nul mais très faible dans le cadre du MS, au regard de la limite d'exclusion actuelle.

La phase violant CP de la matrice CKM génère une interaction effective (1.25) pour les quarks. L'EDM des quarks contribue ainsi à l'EDM du neutron. Cette interaction effective est induite par des corrections quantiques correspondant à l'échange de particules virtuelles. Sur la figure 1.7, le diagramme à une boucle fait intervenir le produit de deux éléments conjugués $V_{ij}V_{ij}^* \propto e^{-i\delta}e^{i\delta}$ qui est réel et ne peut donc pas contribuer à l'EDM du neutron. Il en va de même pour les diagrammes à 2 boucles qui, pris indépendamment, génèrent un EDM non nul pour le neutron mais, sommés sur l'ensemble des quarks, s'annulent du fait de l'unitarité de V_{CKM} (Eq. 1.8). La considération des diagrammes à trois boucles (Fig. 1.8), étudiés par Khriplovich (1986) apporte une contribution non nulle à l'EDM du neutron dans le cadre du secteur faible du MS. Ces estimations (complexes) prédisent $d_{\mathrm{n},q} \approx 10^{-34}\ e\,\mathrm{cm}$ avec (Pospelov et Ritz, 2005) :

$$d_{\mathrm{n},q} \propto \left(d_d + \frac{1}{4}d_u\right). \tag{1.27}$$

En réalité, la contribution majeure du secteur faible à l'EDM du neutron provient des interactions hadroniques à deux boucles calculées par Khriplovich et Zhitnitsky (1982) (Fig. 1.8) et dont l'ordre de grandeur est $d_{\mathrm{n,had}} \approx 10^{-31-32}\ e\,\mathrm{cm}$. Ces estimations sont à comparer avec la meilleure limite d'exclusion de l'EDM du neutron, établie à l'ILL en 2006 par Baker et al. (2006) Pendlebury et al. (2015) :

$$|d_{\mathrm{n}}| < 3 \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm} \quad (@\ 90\%\ \mathrm{CL}). \tag{1.28}$$

2. A contrario, e.g. dans une molécule d'eau, un axe de symétrie de rotation s'ajoute à la symétrie portée par le moment angulaire.

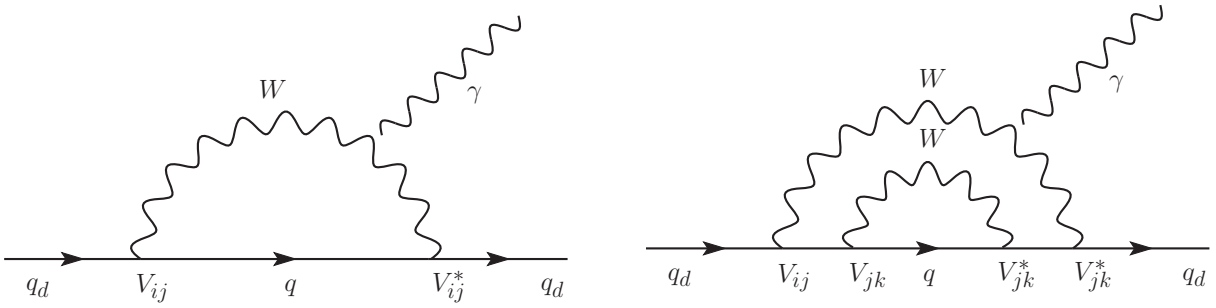

FIGURE 1.7 – Diagrammes à boucles ayant une contribution globale nulle à l'EDM du neutron.

1.2.3 Interprétation de la mesure d'un EDM

Dans cette partie, nous nous plaçons dans l'hypothèse futuriste où un EDM non nul du neutron a été mesuré et nous tentons d'identifier l'origine de cet EDM. Tout d'abord, notons que cela serait la première observation d'une telle propriété dans un système non dégénérée et le résultat aurait vraisemblablement un effet retentissant. Les prédictions du MS sont des ordres de grandeurs en-dessous des limites actuelles :

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{exp}}/d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{MS}} \sim 10^6, \tag{1.29}$$

ce qui affranchit ces expériences de tout bruit de fond, contrairement à la majorité des observables des expériences de haute énergie auprès des collisionneurs. On s'attend donc à un signal clairement identifiable à condition de bien maitriser les nombreux effets systématiques inhérents à ce type d'expérience, dont certains sont traités dans cette thèse. La question essentielle qu'il faudra alors se poser porte sur la nature de l'effet induisant un EDM non nul.

1.2.3.1 Topologie du vide QDC : $\bar{\theta}$

Outre la contribution de la phase de la matrice CKM, la chromodynamique quantique autorise la violation de CP à travers la phase $\bar{\theta}$. Tant que le modèle $U(1)_{\mathrm{PQ}}$ présenté en section 1.1.1.2 n'aura pas été confirmé par la découverte de l'*axion*, tout EDM dont le calcul fait intervenir une contribution hadronique peut a priori s'interpréter comme une contribution du secteur fort du MS via $\bar{\theta}$ (Eq. 1.17), aussi étonnamment petite soit cette phase. Du point de vue de l'interaction forte, neutron et proton peuvent être considérés comme un doublet d'isospin ($\pm 1/2$), une opportunité de tester l'origine d'un EDM non nul est donc de comparer l'EDM du neutron et du proton entre eux pour vérifier si oui ou non ils respectent $d_{\mathrm{n}} = -d_{\mathrm{p}}$. En ce sens, la comparaison entre les EDM des leptons et des hadrons est également intéressante, motivant ainsi la diversité des systèmes sondés.

1.2.3.2 Contributions au-delà du Modèle Standard

Les théories au-delà du MS admettent en règle générale de nouveaux médiateurs d'interaction, tels les *squarks* et les *gluinos* ($M_{\tilde{q}} \sim \Lambda_{\mathrm{NP}}$) en Supersymétrie, à l'origine de

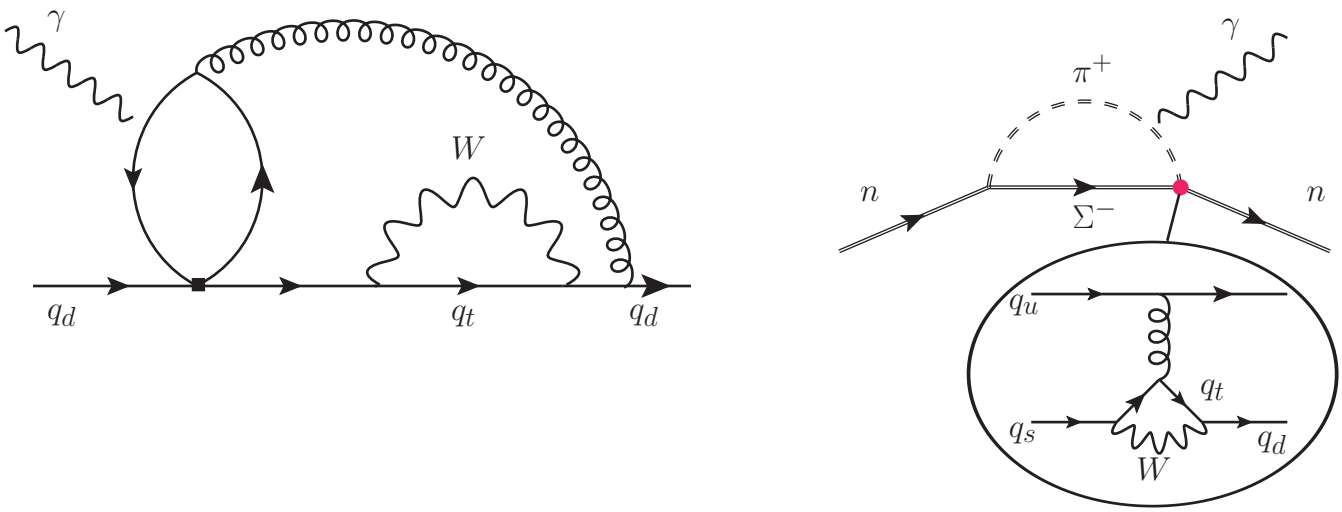

FIGURE 1.8 – Diagrammes du MS contribuant à l'EDM du neutron. A gauche : contribution venant de l'EDM des quarks. A droite : contribution hadronique faisant intervenir une boucle de pion.

nouvelles sources de violation de CP (ϕ^{CP}). La présence de ces nouvelles interactions permet de reconsidérer l'existence de diagrammes supprimés dans le MS, contribuant à l'EDM du neutron, comme celui présenté sur la figure 1.9. Un tel diagramme contribue à l'EDM du neutron de la façon suivante (Pospelov et Ritz, 2005) :

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{NP}} \sim e\frac{g_s^2}{4\pi} \times \sin\phi^{\mathrm{CP}} \times \frac{m_q}{M_{\tilde{q}}^2} \tag{1.30}$$

$$\sim 10^{-25}\, e\,\mathrm{cm} \times \sin\phi^{\mathrm{CP}} \times \left(\frac{1\ \mathrm{TeV}}{\Lambda_{\mathrm{NP}}}\right)^2 . \tag{1.31}$$

Dans l'hypothèse naturelle où les nouvelles phase violant CP sont de l'ordre de l'unité, $\sin\phi^{\mathrm{CP}} \sim 1$, la contrainte sur l'EDM du neutron implique d'ores et déjà $\Lambda_{\mathrm{NP}} > 2$ TeV. L'expression (1.31) permet de comprendre en termes simples que tout signal non nul dans les expériences de recherche de moment dipolaire électrique pourra s'interpréter comme la découverte d'une source de violation de CP hors MS, indépendante de CKM, dans la mesure où la contribution de $\bar{\theta}$ n'est pas prise en compte.

Pour conclure sur cette recherche de nouvelle source de violation de CP via la mesure des EDM, faisons un lien avec le scénario de baryogénèse électrofaible présenté au début du chapitre. De façon générique, ce scénario suppose que la masse des nouvelles particules se trouve à l'échelle électrofaible et ne doit pas excéder quelques TeV. Dans le cas contraire, ces particules deviendraient inopérantes au moment de la transition de phase électrofaible $T \sim v_{\mathrm{F}}$. La mesure de $d_{\mathrm{n}} \geq 10^{-27}\, e\,\mathrm{cm}$, rendrait ce scénario plausible ($\Lambda_{\mathrm{NP}} \leq 10$ TeV) et offrirait une réponse possible à la question centrale de l'origine de

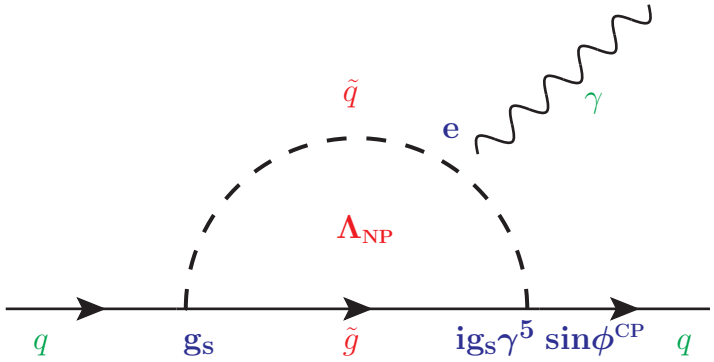

FIGURE 1.9 – Diagramme à une boucle contribuant à l'EDM du neutron dans le cadre de la théorie Supersymétrie. Trois points sont mis en avant, les particules du MS (en vert) et de la nouvelle physique (en rouge) ainsi que les couplages (en bleu). L'échelle d'énergie Λ_{NP} de la nouvelle physique intervient dans la boucle via la masse des nouvelles particules.

l'asymétrie baryonique de l'Univers. Des mesures complémentaires d'EDMs d'autres particules, couplées aux autres canaux de recherche de CPV, seraient alors nécessaires pour caractériser la source de nouvelle CPV. Dans la suite, nous voyons notamment comment se comparent les différentes expériences de mesure de des EDM.

1.3 Les projets EDM dans le monde

La première mention de l'intérêt de mesurer le moment dipolaire électrique des particules fondamentales (1.2.2) remonte à 1950 et la proposition de Purcell et Ramsey (1950). Les premières limites sur l'EDM du neutron et de l'électron ont été publiées respectivement par Smith et al. (1957) ($d_n < 5 \times 10^{-20}$ e cm) et Salpeter (1958) ($d_e < 1.6 \times 10^{-13}$ e cm). Après 60 ans de quête, le paysage expérimental a bien évolué du point de vue instrumental et des particules testées. Cette partie s'attache à faire une revue des expériences existantes et d'en présenter les principales caractéristiques (pour une revue des recherches théoriques sur les EDM, voir par exemple Engel et al. (2013)). Au préalable, explicitons la figure de mérite générique de la mesure d'un EDM qui sera dérivée en section 1.4.3 :

$$\sigma_d = \frac{\hbar}{2ET\alpha\sqrt{N}}, \tag{1.32}$$

où E est le champ électrique ressenti, T est le temps de cohérence des spins, α est la polarisation et enfin N est le nombre de particules détectées. La table 1.1 récapitule, à la fin de cette section, les valeurs des différentes grandeurs entrant dans cette figure de mérite pour les expériences décrites.

1.3.1 EDM dans les atomes/molécules

Un atome constitué d'éléments ponctuels et non-relativistes ne peut posséder un moment dipolaire électrique permanent en vertu du théorème de Schiff (1963) qui théorise l'écrantage d'un EDM du noyau ou de l'électron par réarrangement du cortège électronique de l'atome. Cependant, la prise en compte de la taille finie des constituants d'un atome permet de mettre en évidence différentes contributions non nulles à l'EDM atomique :

$$\mathbf{d}_{\rm at} = \rho_{\rm e}^{\rm at} d_{\rm e} + \mathcal{O}_{eN} + \nu^{\rm at}\ \mathbf{S}_{\rm at} = \rho_{\rm e}^{\rm at} d_{\rm e} + \mathcal{O}_{eN} + \rho_{\rm p}^{\rm at} d_{\rm p} + \rho_{\rm n}^{\rm at} d_{\rm n} + \mathcal{O}_{\rm had}(\bar{g}_0, \bar{g}_1, \bar{g}_2), \tag{1.33}$$

où $[\nu^{\rm at}] = {\rm cm}^{-2}$ et $[\mathbf{S}_{\rm at}] = e.{\rm cm}^3$. Les différentes contributions à l'EDM atomique dans (1.33) sont rappelées ci-dessous :

- EDM de l'électron $d_{\rm e}$: l'existence d'un EDM intrinsèque non nul de l'électron génère un décalage en énergie des niveaux d'une molécule ou d'un atome proportionnel au champ électrique effectif ressenti par les électrons $\mathcal{E}_{\rm eff}$ à l'intérieur de l'atome/molécule. Un champ électrique externe est également nécessaire pour polariser et ainsi asymétriser le système, sans cela, l'écrantage prédit par le théorème de Schiff annule l'effet d'un EDM de l'électron. Notons que le terme d'écrantage $\rho_{\rm e}^{\rm at}$ est propre à chaque système et peut valoir 10^3 dans certains cas, amplifiant ainsi fortement l'effet de $d_{\rm e}$.

- $\mathcal{O}_{eN}$: ce terme prend en compte les couplages électron-nucléon violant P et T qui contribuent à l'EDM atomique.

- Moment de Schiff : le moment de Schiff est un moment nucléaire qui viole à la fois P et T. Il est le résultat de l'EDM intrinsèque des nucléons et des couplages πNN violant P et T au sein du noyau. Un traitement quantique de l'atome permet de rendre compte du couplage des fonctions d'ondes des e^-, principalement $s-p$, au moment de Schiff porté par les nucléons du noyau $\delta(\mathbf{R})$. L'interaction électrostatique entre les électrons de l'atome et le moment de Schiff $\mathbf{S}$ est décrit par le potentiel :
$$\phi(\mathbf{R}) = 4\pi e \mathbf{S}\cdot\nabla\delta(\mathbf{R}). \tag{1.34}$$
Ce potentiel couple le moment de Schiff aux électrons $|ns\rangle$ et $|mp\rangle$ des couches internes, couplage générant un EDM atomique de la forme :
$$\mathbf{d}_{\rm at} = 2\sum_m \frac{\langle ns| - e\phi(\mathbf{R})\,|mp\rangle\,\langle mp| - e\mathbf{R}\,|ns\rangle}{E_{ns} - E_{mp}}, \tag{1.35}$$
où l'élément de matrice $\langle ns| - e\phi(\mathbf{R})\,|mp\rangle = \int \psi_{ns}^\dagger \phi(\mathbf{R})\psi_{mp}$. En l'intégrant par parties :
$$\langle ns| - e\phi(\mathbf{R})\,|mp\rangle = -4\pi e\mathbf{S}\int \psi_{ns}^\dagger \nabla\delta(\mathbf{R})\psi_{mp} = -4\pi e\mathbf{S}\nabla(\psi_{ns}^\dagger\psi_{mp})_{R=0}. \tag{1.36}$$
Le terme $\nabla(\psi_{ns}^\dagger\psi_{mp})$ dans l'expression (1.36) diverge dans la limite $R\to 0$. Cependant, la prise en compte de la taille finie du noyau fait apparaitre la dépendance

$\nabla(\psi_{ns}^{\dagger}\psi_{mp})_{R\to 0} \propto Z^3\alpha^2$, où Z est la charge totale du noyau et α la constante de structure fine (Flambaum et Ginges, 2002). Cette remarque permet de comprendre l'intérêt de mesurer l'EDM atomique dans les atomes lourds. Compte tenu de l'émergence d'une multitude d'expériences visant à mesurer l'EDM des atomes/molécules, le calcul théorique du moment de Schiff fait l'objet de nombreuses publications cherchant à raffiner la compréhension et l'exactitude des corrections à apporter au modèle de l'atome ponctuel non-relativiste (Liu et al., 2007; Flambaum et Kozlov, 2012).

— EDM des nucléons d_{n} & d_{p} : la contribution des EDM intrinsèques des nucléons est prise en compte dans le calcul du moment de Schiff total S via les facteurs ρ_p et ρ_n pour le proton et le neutron respectivement. Ces facteurs sont calculés numériquement à l'aide de modèles d'interactions nucléaires de champ moyen.

— Contributions hadroniques $\mathcal{O}_{\mathbf{had}}$: à cela s'ajoute les contributions provenant des interactions hadroniques πNN violant P et T par l'intermédiaire des constantes de couplage pseudo-scalaire, pseudo-vectorielle et pseudo-tensorielle ($\bar{g}_0$,$\bar{g}_1$,$\bar{g}_2$) :

$$S_{\mathrm{had}} = \alpha_0\bar{g}_0 + \alpha_1\bar{g}_1 + \alpha_2\bar{g}_2. \tag{1.37}$$

Notons que $\bar{g}_0$ est directement reliée à la phase violant CP dans le secteur fort, $\bar{g}_0 \propto \theta_{QCD}$ et $\bar{g}_1$ au chromo EDM[3] des quarks u et d, $\bar{g}_1 \propto (\tilde{d}_u - \tilde{d}_d)$.

Deux catégories d'expériences se distinguent par leur objectifs : celles étant sensibles aux couplages hadroniques avec des atomes *diamagnétiques* (^{199}Hg, ^{129}Xe, Rn et ^{225}Ra, voir Dzuba et al. (2009) pour le calcul de leur moment de Schiff) ; et celles visant à mesurer indirectement l'EDM de l'électron via un système *paramagnétique* (Tl, YbF et ThO). Les mesures des EDMs du ^{199}Hg et de l'électron (ThO) sont détaillées ci-dessous car elles ont récemment fait l'objet d'améliorations significatives et placent les meilleures limites dans leur domaine.

1.3.1.1 Mesure de l'EDM du ^{199}Hg à Seattle

L'atome de ^{199}Hg a la propriété remarquable de posséder un spin électronique nul et un spin nucléaire $I = 1/2$, ce qui permet expérimentalement de conserver un temps de cohérence des spins du ^{199}Hg de l'ordre de la centaine de secondes, temps entrant directement dans la sensibilité de la mesure d'un EDM. Il n'est donc pas surprenant que ce soit le système dont l'EDM est le plus fortement contraint. Sur la figure 1.10, les principaux éléments de l'expérience sont représentés. L'expérience développée à Seattle (Swallows et al., 2013) repose sur la comparaison du niveau d'énergie fondamental d'une vapeur de ^{199}Hg contenue dans deux cellules distinctes (D = 25 mm et H = 10 mm) plongées dans un champ électrique $\mathbf{E} \sim 10$ kV/cm parallèle (pour la 1ère) et anti-parallèle (pour la 2nde) à un champ magnétique très homogène $\mathbf{B}$ de 1 μT généré par une bobine $\cos\theta$, le tout situé au cœur d'un blindage magnétique 3 couches cylindrique.

La meilleure limite sur l'EDM du ^{199}Hg vient d'être récemment améliorée et s'établit à $|d_{\mathrm{Hg}}| < 7.4 \times 10^{-30}$ e cm (95% NC) (Graner et al., 2016). Elle est à comparer à la pré-

3. Couplage des quarks au champ de gluon et non pas au champ EM

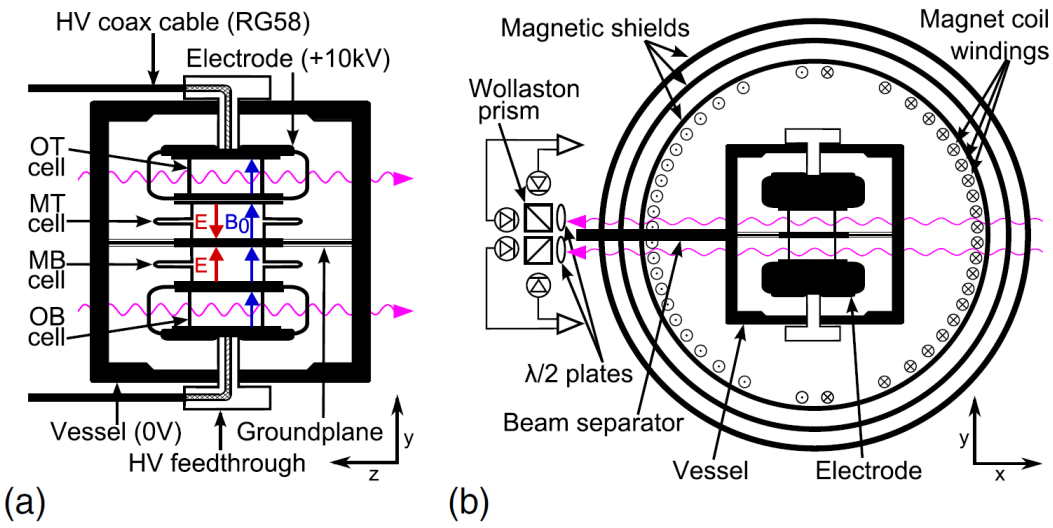

FIGURE 1.10 – Schéma en coupe de l'appareil servant à la mesure de l'EDM du ^{199}Hg. (a) Section mettant en évidence la direction des champ magnétique et électrique ainsi que les 4 cellules montées les unes sur les autres. (b) Section montrant les couches de blindage magnétique et la bobine $\cos\theta$ utilisée pour généré un champ magnétique très homogène. Les flèches roses matérialisent le faisceau laser utilisé pour la lecture du signal ^{199}Hg (Graner et al., 2016). Figure utilisée avec la permission de B. Graner.

diction du MS (Donoghue et al., 1987) : $d_{\mathrm{Hg}}^{\mathrm{exp}}/d_{\mathrm{Hg}}^{\mathrm{SM}} \sim 10^6$.

Les expressions (1.33) et (1.35) mettent en évidence la relation directe qui existe entre le moment de Schiff $\mathbf{S}$ et l'EDM atomique $\mathbf{d}_{\mathrm{at}}$: $\mathbf{d}_{\mathrm{Hg}} = \nu^{\mathrm{Hg}}\mathbf{S}_{\mathrm{Hg}}$. Nous négligeons ici la contribution de l'EDM de l'électron. La valeur de ν^{Hg} a été calculée numériquement par plusieurs groupes de recherche indépendants et sa valeur moyenne s'établit à :

$$\nu^{\mathrm{Hg}} = -2.4 \times 10^{22}\ \mathrm{cm}^{-2}. \tag{1.38}$$

Des calculs nucléaires réalisés par Dmitriev et Sen'kov (2003) permettent d'estimer la contribution de l'EDM des nucléons au moment de Schiff du ^{199}Hg :

$$\frac{\rho_{\mathrm{n}}^{\mathrm{Hg}}}{\nu^{\mathrm{Hg}}} = 1.9 \times 10^{-26}\ \mathrm{cm}^2 \quad \text{et} \quad \frac{\rho_{\mathrm{p}}^{\mathrm{Hg}}}{\nu^{\mathrm{Hg}}} = 0.2 \times 10^{-26}\ \mathrm{cm}^2. \tag{1.39}$$

Cela permet notamment de placer une contrainte indirecte sur l'EDM du neutron et du proton. En faisant l'hypothèse que l'EDM de l'atome de ^{199}Hg est uniquement porté soit par le neutron, soit par le proton, (1.38) et (1.39) permettent d'obtenir :

$$|\mathbf{d}_{\mathrm{n}}| < \frac{|\mathbf{d}_{\mathrm{Hg}}|}{\rho_{\mathrm{n}}^{\mathrm{Hg}}} < 1.6 \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}\ (90\%\ \mathrm{NC}), \tag{1.40}$$

$$|\mathbf{d}_{\mathrm{p}}| < \frac{|\mathbf{d}_{\mathrm{Hg}}|}{\rho_{\mathrm{p}}^{\mathrm{Hg}}} < 2.0 \times 10^{-25}\ e\,\mathrm{cm}\ (90\%\ \mathrm{NC}), \tag{1.41}$$

soit une limite inférieure à la mesure directe pour le neutron.

L'estimation de la contribution de l'EDM du neutron et du proton au moment de Schiff de l'atome du ^{199}Hg repose sur un calcul numérique complexe ($A = 199$) réalisé

selon certaines hypothèses et approximations en champ moyen de modèle nucléaire. Il convient donc de rester prudent avant de pouvoir directement comparer cette limite à la mesure directe de l'EDM du neutron.

1.3.1.2 Mesure de l'EDM de l'électron à Harvard

L'expérience ACME, située à Harvard, cherche à mesurer l'EDM de l'électron en se basant sur la mesure d'un décalage en énergie du niveau métastable H de la molécule paramagnétique [4] de monoxyde de Thorium (ThO). La raison pour laquelle le ThO a été choisi pour mener à bien cette expérience réside dans son intense champ électrique effectif qui est estimé à : $\mathcal{E}_{\text{eff}} = 84(13)$ GV/cm. Cette valeur est à comparer avec celles des expériences précédentes : Tl (70 MV/cm) et YbF (15 GV/cm). Une autre propriété importante est la polarisabilité du ThO sous un champ électrique externe appliqué, polarisation nécessaire pour construire un état électronique asymétrique de la molécule : $P \sim 0.999998$ sous 100 V/cm. A titre de comparaison, pour l'YbF : $P \sim 0.75$ sous 10 kV/cm. La réduction significative de la haute tension appliquée pour polariser les molécules sondées réduit notablement les contraintes expérimentales (problème de claquages en particulier). Ces propriétés inédites permettent de comprendre la récente percée de la collaboration ACME, qui a publié une limite améliorée d'un ordre de grandeur sur l'EDM de l'électron $|d_{\text{e}}| < 8.7 \times 10^{-29}$ e cm (90% NC) [5].

1.3.2 EDM du proton

La meilleure limite sur l'EDM du proton est actuellement obtenue de façon indirecte en considérant la limite sur l'EDM du ^{199}Hg (Eq. 1.41). Un programme de recherche et développement auprès de l'accélérateur de particules COSY à Jülich en Allemagne est actuellement mené par la collaboration *Storage Ring EDM* (Anastassopoulos et al., 2015). Ce programme doit faire face à de nombreux défis afin d'assurer un environnement magnétique homogène dans l'anneau de stockage de particules. Les estimations des paramètres rentrant dans l'équation (1.32), avancées par la collaboration *Storage Ring EDM*, permettent d'atteindre une sensibilité remarquable de 4×10^{-29} e cm par an. Pour réaliser cette expérience, un anneau de stockage de particules dédié doit être construit dans le futur, il est également envisagé d'utiliser ce dernier pour la mesure de l'EDM du deuton.

1.3.3 EDM du neutron

L'état de l'art et le principe de mesure de l'EDM du neutron sont détaillés dans la section suivante. Rappelons ici simplement où se place la limite actuelle du neutron par rapport aux autres expériences. La limite actuelle sur l'EDM du neutron est $|d_{\text{n}}| < 3.0 \times 10^{-26}$ e cm (90% NC) publiée en 2006 par la collaboration RAL/Sussex/ILL basée à l'Institut Laue Langevin (France) Baker et al. (2006); Pendlebury et al. (2015). Comme

4. Molécule possédant un seul électron célibataire.

5. La limite actuelle se trouve être 9 ordres de grandeur au-dessus de la prédiction du MS (Pospelov et Ritz, 2014) Baron et al. (2014). Il est intéressant de constater que l'intégration d'un neutrino droit au sein du MS, c'est à dire l'extension minimale permettant de générer une masse non nulle des neutrinos afin de raccrocher le MS aux observations expérimentales, augmente la contribution du MS. Un rapport $d_{\text{e}}^{\text{exp}}/d_{\text{e}}^{\text{SM}} \sim 10^4$ peut alors être atteint.

nous l'avons vu, cette limite est environ 6 ordres de grandeur supérieure à la prédiction du MS.

1.3.4 Synthèse

La table 1.1 récapitule les valeurs moyennes des paramètres entrant dans la figure de mérite (1.32) des expériences décrites.

Espèces	E [kV/cm]	T [s]	α	N
^{199}Hg	10	220	100%(?)	10^{10} γ/s
Électron	84(13) $\times 10^6$	0.002	100%	5×10^4 γ/s
Proton	8	1000	48%	4×10^{10} p/1000 s
Neutron	11	180	75%	10^4 n/300 s

TABLE 1.1 – Comparaison des paramètres entrant dans la figure de mérite (1.32) des expériences principales de mesure d'un EDM.

La figure 1.11 synthétise le paysage des recherches actuelles de moment dipolaire électrique des particules en comparant les différentes limites aux prédictions du MS. L'image qui ressort de cette synthèse est que les expériences phares se rapprochent dorénavant du même rapport au MS compte tenu des avancées récentes auprès du ^{199}Hg et de l'électron. Cette situation est extrêmement intéressante dans la perspective d'une mesure d'un EDM non nul dans l'un des trois canaux afin de caractériser l'origine d'une potentielle CPV hors MS.

1.4 Principe de mesure de l'EDM du neutron

Après avoir motivé la recherche de l'EDM du neutron d'un point de vue théorique et montré qu'elle était compétitive expérimentalement, penchons nous sur le principe de mesure. Le système étudié porte sur le couplage du moment de spin S_z du neutron avec les champs électrique E et magnétique B dont le Hamiltonien s'écrit :

$$H = \hat{\boldsymbol{\mu}}_{\mathbf{n}} \cdot B + \hat{\boldsymbol{d}}_{\mathbf{n}} \cdot E, \tag{1.42}$$

où $\hat{\boldsymbol{\mu}}_{\mathbf{n}} = \mu_{\mathrm{n}} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_{\boldsymbol{z}}$ et $\hat{\boldsymbol{d}}_{\mathbf{n}} = \mathrm{d}_{\mathrm{n}} \hat{\boldsymbol{\sigma}}_{\boldsymbol{z}}$ représentent les opérateurs moment magnétique et dipolaire électrique du neutron. La relation entre les champs appliqués **E** et **B** et la fréquence de précession de Larmor du spin du neutron f_{n} s'écrit :

$$h f_{\mathrm{n}\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)} = |2\ \mu_{\mathrm{n}} \cdot B^{\uparrow} \pm 2\ d_{\mathrm{n}} \cdot E^{\uparrow(\downarrow)}|, \tag{1.43}$$

où les flèches indiquent les configurations où B et E sont (anti-)parallèles. Cette dernière relation donne l'opportunité d'introduire la définition du rapport gyromagnétique du neutron γ_{n} qui sera largement utilisé dans la suite du document :

$$\mu_n = \frac{\hbar}{2} \gamma_{\mathrm{n}}, \tag{1.44}$$

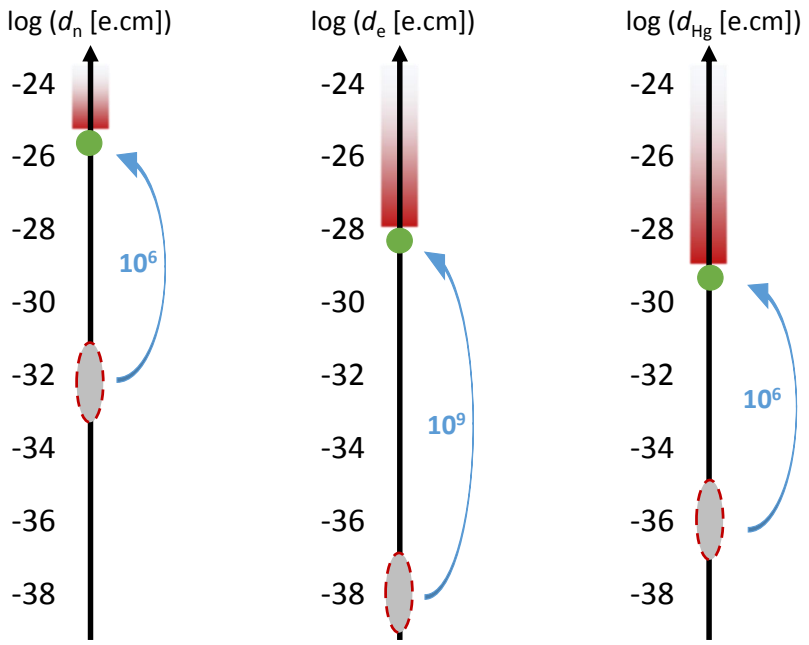

FIGURE 1.11 – Diagramme récapitulant les limites d'exclusions expérimentales (points vert) de l'EDM du neutron, de l'électron et du Hg. Les zones rouges montrent la région expérimentalement exclue. Les zones grises représentent l'estimation de la contribution du MS à ces EDM.

où $\frac{\gamma_n}{2\pi} = -29.1646943(69)$ MHz/T (Mohr et al., 2012). A partir de l'équation (1.43), la stratégie pour extraire d_n consiste à comparer f_n dans deux configurations distinctes au prix d'une maitrise *parfaite* de la contribution magnétique :

$$|d_n| = h \left| \frac{f_{n\uparrow\uparrow} - f_{n\uparrow\downarrow}}{4E} \right| . \tag{1.45}$$

Une fois le principe théorique de la mesure de f_n décrit, la mise en œuvre expérimentale sera détaillée ainsi que les contraintes inhérentes à ce type d'expérience. Comme nous le verrons dans cette section, la clé de la réussite d'une telle entreprise réside dans un contrôle extrêmement fin du champ magnétique. Cet aspect introduit ici sera largement rediscuté dans le chapitre suivant. Mais avant cela, introduisons le principe de mesure actuel par un détour vers l'historique de la mesure de l'EDM du neutron.

1.4.1 Détour historique et état de l'art

Historiquement, la mesure des EDMs des particules a commencé avec le neutron en 1950 par Purcell et Ramsey. Dès 1957, les expériences sur faisceau de neutrons froids sont apparues. Ces neutrons dont la vitesse moyenne varie entre 150 m/s et 2000 m/s ont l'avantage d'être produits en grand nombre auprès des réacteurs nucléaires de recherche. Le principe de mesure de l'EDM consistait à guider les neutrons vers un environnement magnétique très homogène où étaient disposées des électrodes permettant d'appliquer un champ électrique de quelques dizaines de kV/cm tantôt parallèle tantôt anti-parallèle à la direction du champ magnétique. La comparaison de f_n dans ces deux cas de figure

permet directement d'extraire l'EDM, comme l'indique l'équation (1.45). Compte tenu de la longueur de l'installation ($L \sim 2$ m), un temps de précession de l'ordre de 1-10 ms selon le spectre en vitesse des neutrons est possible avec ce type d'expérience. La meilleure limite obtenue avec une expérience sur faisceau est $|d_{\mathrm{n}}| < 3.0 \times 10^{-24}$ e cm (90% NC) par Dress et al. (1977) à l'ILL. La limitation de ce type de dispositif vient de l'effet systématique relativiste $\vec{v} \times \vec{E}$. Cet effet a pour conséquence de rajouter une composante $\vec{B}_{\vec{v}\times\vec{E}} = -\vec{v} \times \vec{E}/c^2$ au champ magnétique principal proportionnelle au champ électrique, imitant donc le signal attendu en cas d'EDM non nul. Malgré une mesure du spectre en vitesse des neutrons, la raison pour laquelle cet effet ne pouvait pas être parfaitement corrigé vient de la méconnaissance de l'angle entre les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$, un angle de 0.1 mrad produisant un faux EDM égal à 1×10^{-24} e cm pour une vitesse de 150 m/s et un champ électrique de 100 kV/cm.

La solution pour remédier à l'effet $\vec{v} \times \vec{E}$ est de se tourner vers l'utilisation de neutrons dont les vitesses sont quasiment nulles. Cela est possible grâce aux neutrons ultrafroids (UCN) qui ont la propriété de pouvoir être stockés dans un piège matériel à température ambiante. Il en résulte une vitesse moyenne des neutrons nulle sur le temps de précession qui peut alors atteindre typiquement 100 - 200 secondes selon la qualité du volume du stockage. La première expérience qui a amélioré la limite de l'EDM avec de tels neutrons ($|d_{\mathrm{n}}| < 1.2 \times 10^{-24}$ e cm) est publiée par Altarev et al. (1980) L'annulation de l'effet systématique $\vec{v} \times \vec{E}$ s'accompagne donc d'une augmentation du temps de précession par un facteur 10^4. La contre partie à ces points positifs est une diminution drastique du nombre de neutrons détectés, passant d'un flux d'environ 5×10^6 n/s à 10^4 n au bout de 200 s de temps de stockage pour l'expérience nEDM la plus sensible à ce jour. Cela permet globalement d'améliorer par un facteur 100 la sensibilité des expériences nEDM utilisant des neutrons ultrafroids. L'amélioration continue dans le temps des limites sur l'EDM du neutron est résumée sur la figure 1.12. Les sensibilités des expériences de prochaines génération sont également indiquées.

On dénombre à l'heure actuelle 2 expériences à température ambiante en cours de prise de données :

- **PNPI / ILL** : Expérience menée à l'Institut Laue Langevin (ILL, France) basée sur une double chambre de stockage d'UCN et une magnétométrie atomique externe ^{133}Cs . La meilleure limite publiée par la collaboration PNPI/ILL est $|d_{\mathrm{n}}| < 5.5 \times 10^{-26}$ e cm (@ 90% NC) (Serebrov et al., 2014).

- **PSI** : Expérience opérant une version améliorée du spectromètre simple chambre RAL/Sussex/ILL installée auprès de l'accélérateur de proton de l'Institut Paul Scherrer (PSI) situé à Villigen en Suisse. Le suivi de la prise de données et l'analyse des données collectées en 2015 de cette expérience sont deux points importants de ma thèse. La sensibilité intégrée obtenue en 2015 est de $\sigma_{d_{\mathrm{n}}} \sim 2 \times 10^{-26}$ e cm.

Cinq autres projets sont en cours de conception avec une mise en opération estimée pour la prochaine décennie :

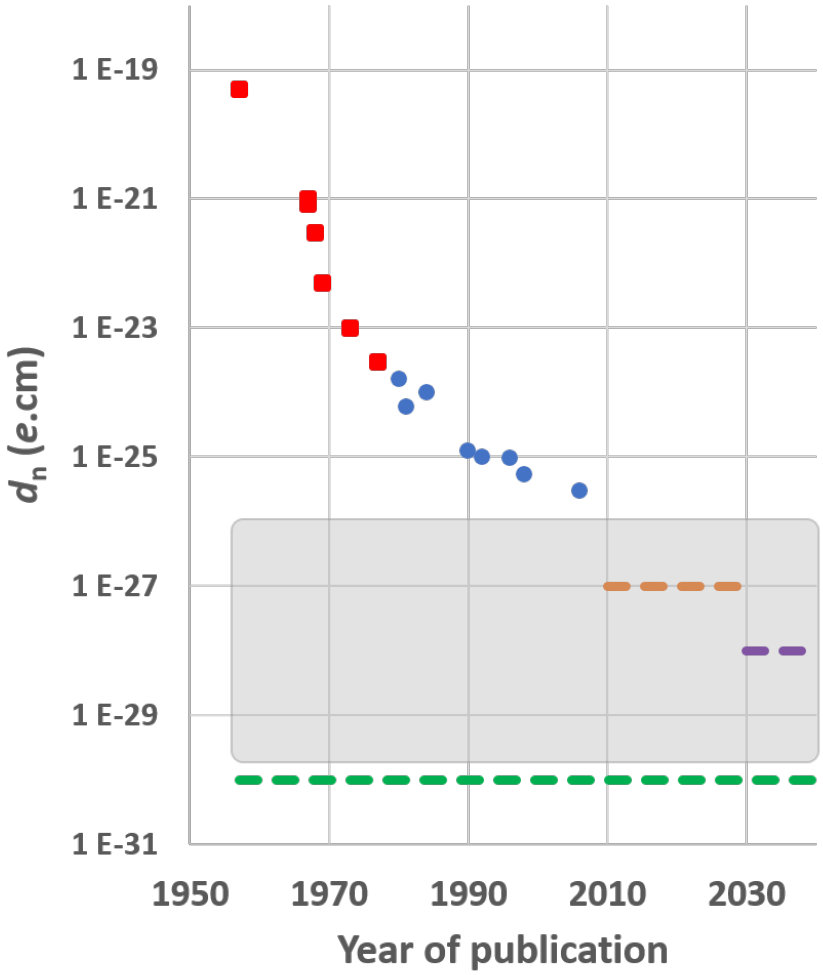

FIGURE 1.12 – Amélioration de la sensibilité à l'EDM du neutron en fonction de l'année de la publication. En rouge (■) : Expérience sur faisceau. En bleu (•) : Expériences de stockage de neutron ultrafroids(UCN). Le trait orange(mauve) représente la sensibilité ultime attendue pour les expériences de prochaines génération à température ambiante(cryogénique). La contribution du secteur faible du modèle standard est signifiée par le trait vert et la zone grise matérialise les contributions possibles venant de la nouvelle physique.

- **PSI** : Projet nommé n2EDM, mené par la collaboration nEDM @ PSI, dont l'objectif est de construire un spectromètre double chambre avec co-magnétométrie ^{199}Hg. La géométrie optimisée au regard du positionnement de la source UCN de PSI permettra d'atteindre $\sigma_{d_\mathrm{n}} \sim 1 \times 10^{-27}$ e cm après 3 à 4 années de prises de données.

- **TRIUMF** : Expérience basée à Vancouver (Canada) auprès de l'accélérateur de particules TRIUMF, similaire au projet n2EDM.

- **SNS** : Projet situé à Oak Ridge (Etats-Unis) basé sur la conception d'un spectromètre cryogénique. Cette expérience ambitionne de mesurer la fréquence de précession f_n au sein du volume de production des UCNs permettant d'augmenter significativement le nombre d'UCN détectés par cycle de mesure. Cela permettra d'atteindre la sensibilité ultime (1×10^{-28} e cm) sur l'EDM du neutron.

- **ESS** : Un projet de mesure de l'EDM du neutron sur faisceau a été récemment proposé par Piegsa (2013). L'idée principale est d'utiliser la structure pulsée du faisceau de proton de la future source à spallation européenne (ESS) pour mesurer précisément l'effet $\vec{v} \times \vec{E}$ et ainsi extrapoler l'EDM à vitesse nulle.

- **ILL/Gatchina** : Notons enfin l'existence du projet de mesure de l'EDM du neutron sur faisceau de neutrons froids par diffraction sur un cristal en quartz à l'intérieur duquel règne un fort champ électrique (E $\sim 7.10^4$ kV/cm).

1.4.2 Propriétés fondamentales des neutrons ultrafroids

Pour comprendre le dispositif expérimental d'une expérience nEDM, rappelons quelques propriétés essentielles de cette espèce rare et précieuse qu'est le neutron ultrafroid dont l'énergie typique est de l'ordre de 100 neV, soit 10^{-7} eV. Il existe 3 interactions pertinentes pour la recherche d'un EDM auxquelles sont sensibles les UCN :

Interaction forte : L'interaction forte est à l'œuvre lorsque le neutron rencontre une région à forte densité de noyaux telle que les parois d'un mur. Aux abords de la matière, le neutron peut être vu comme une onde optique qui sonde un environnement cohérent. A chaque matériau est associé un potentiel de Fermi, aussi appelé potentiel optique des neutrons : $V_\mathrm{F} = \frac{2\pi\hbar^2}{m_\mathrm{n}} N b_\mathrm{coh}$, où N est la densité d'atomes du milieu et b_coh est la longueur de diffusion cohérente du matériau, qui agit comme une barrière de potentiel en forme de marche. Ce potentiel de l'ordre de la centaine de neV permet le confinement matériel des neutrons et définit l'énergie seuil au dessous de laquelle ils sont réfléchis sous tout angle d'incidence. Les neutrons ayant une énergie cinétique comprise typiquement entre 0 et 300 neV sont appelés neutrons ultrafroids.

Gravitation : Le potentiel gravitationnel s'écrit : $V_\mathrm{G} = m_\mathrm{n} g z$. En considérant la masse du neutron, $m_\mathrm{n} = 1.67 \times 10^{-27}$ kg, ce potentiel correspond à une différence d'énergie d'environ 100 neV par mètre vertical parcouru, soit, de façon remarquable, l'ordre de grandeur de l'énergie d'un UCN. Cette influence non négligeable de la gravité sur les

UCN a un impact direct sur leur répartition au sein d'une chambre de stockage puisque leur centre de gravité se trouve en dessous du centre de la chambre, contrairement à l'occupation d'un gaz atomique à température ambiante.

Interaction électromagnétique : Le neutron possède un moment magnétique non nul $\mu_\mathrm{n} = -60.3$ neV.T^{-1}. Un gradient de champ magnétique de 1 T modifie donc son énergie de ± 60 neV selon la projection de son spin ($\pm 1/2$). Cette interaction peut être utilisée à des fins de polarisation d'un faisceau d'UCN. En effet, le potentiel $\vec{\mu_\mathrm{n}}\vec{B}$ agit comme une barrière ou un puit de potentiel pour les spins anti-alignés et alignés respectivement. Elle peut être utilisée pour stocker une composante de spin comme c'est le cas dans certains projets de mesure du temps de vie du neutron par confinement magnétique (Salvat et al., 2014; Leung et Zimmer, 2009).

1.4.3 Dynamique du spin des neutrons

La mesure du moment dipolaire électrique du neutron est basée sur l'analyse de la fréquence de précession de Larmor f_n d'une population de neutrons plongée dans des champs magnétique et électrique tantôt parallèles, tantôt anti-parallèles.

Contrairement à l'atome de mercure (Sec. 2.1.2), il n'y a aucun moyen optique pour sonder directement la fréquence de précession du spin des UCN. La mesure de f_n est basée sur la méthode dite *des champs oscillants alternés*, proposée par Ramsey (1950). Cette méthode consiste à mesurer la probabilité que possède un spin dans l'état initial $|\uparrow\rangle_z$ de basculer vers l'état $|\downarrow\rangle_z$ et ce au terme du cycle présenté dans la table 1.2 et illustré sur la figure 1.13.

Ce cycle de mesure commence avec une population de neutron plongée dans un champ magnétique $B_0\,\mathbf{z}$, initialement polarisés longitudinalement $|\uparrow\rangle_z$. On commence par appliquer un champ magnétique transverse oscillant d'amplitude B_1 à la fréquence angulaire $\omega = 2\pi f_\mathrm{RF} \sim \gamma_\mathrm{n} B_0$, pendant un temps $t_{\pi/2}$, qui permet de remplir la condition du basculement de $\pi/2$ des spins de Rabi :

$$\gamma_\mathrm{n} B_1 t_{\pi/2} = \frac{\pi}{2}. \tag{1.46}$$

Au cours de la phase de précession de Larmor qui suit ce basculement, la projection du spin est perpendiculaire à B_0 et précesse librement à la fréquence $f_\mathrm{n} = \frac{\gamma_\mathrm{n}}{2\pi} B_0$. A l'issue du temps de précession libre, on réalise un second basculement de $\pi/2$, en phase avec le premier, de même amplitude pendant la même durée, afin de projeter à nouveau les spins longitudinalement. Ces spins sont analysés selon leur état $|\uparrow\rangle_z$ ou $|\downarrow\rangle_z$ avant d'être finalement détectés. A chaque étape de la procédure de Ramsey, chaque spin a une probabilité de conserver sa polarisation ($\uparrow\uparrow$ ou $\downarrow\downarrow$) ou de basculer d'un état à un autre ($\uparrow\downarrow$ ou $\downarrow\uparrow$), dont l'amplitude est notée A^R et A^L pour les processus de Rabi et de Larmor respectivement.

Le calcul de la probabilité de transition $|\uparrow\rangle_z \to |\downarrow\rangle_z$ au terme de la procédure de Ramsey consiste à résoudre l'équation de Schrödinger dans le référentiel tournant ω :

Processus	**État du spin**	**Champ magnétique**	**Temps**
Polarisation	$\lvert\uparrow\rangle_z$	$B_0\ \mathbf{z}$	$t = 0$
Basculement $\frac{\pi}{2}$ de Rabi	$A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\uparrow}$ ou $A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\downarrow}$	$B_0\ \mathbf{z} + B_1 \cos(\omega t)\,\mathbf{x} + B_1 \sin(\omega t)\,\mathbf{y}$	$t_{\pi/2} = 2$ s
Précession libre de Larmor	$A^{\mathrm{L}}_{\uparrow\uparrow}$ ou $A^{\mathrm{L}}_{\downarrow\downarrow}$	$B_0\ \mathbf{z}$	$T_{\mathrm{p}} = 180$ s
Basculement $\frac{\pi}{2}$ de Rabi	$A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\downarrow}$ ou $A^{\mathrm{R}}_{\downarrow\downarrow}$	$B_0\ \mathbf{z} + B_1 \cos(\omega t)\,\mathbf{x} + B_1 \sin(\omega t)\,\mathbf{y}$	$t_{\pi/2} = 2$ s
Analyse	$\lvert\uparrow\rangle_z$ ou $\lvert\downarrow\rangle_z$	$B_0\ \mathbf{z}$	$t = 60$ s

TABLE 1.2 – Séquencement de la méthode des champs alternés oscillants.

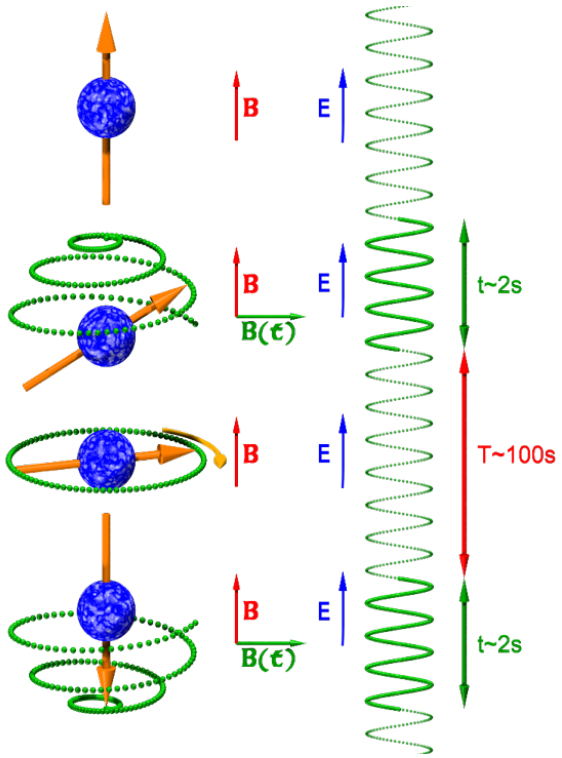

FIGURE 1.13 – Illustration de la méthode des champs oscillants alternés de Ramsey au cours de laquelle le spin du neutron est basculé de l'état $\lvert\uparrow\rangle_z$ à $\lvert\downarrow\rangle_z$ au terme d'un temps de précession T_{p}.

$$i\frac{d\psi}{dt} = H\psi. \tag{1.47}$$

En considérant $\psi = \alpha e^{-i\omega t/2}\left|\uparrow\right\rangle + \beta e^{i\omega t/2}\left|\downarrow\right\rangle$, l'équation (1.47) devient lors du basculement de $\pi/2$ et de la précession libre :

$$A^{\mathrm{R}} \rightarrow \begin{pmatrix}\dot{\alpha}\\ \dot{\beta}\end{pmatrix} = \frac{i}{2}\begin{pmatrix}\omega_0-\omega & (\omega_{1x}-i\omega_{1y})e^{i\omega t}\\ (\omega_{1x}+i\omega_{1y})e^{-i\omega t} & \omega-\omega_0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}, \tag{1.48}$$

$$A^{\mathrm{L}} \rightarrow \begin{pmatrix}\dot{\alpha}\\ \dot{\beta}\end{pmatrix} = \frac{i}{2}\begin{pmatrix}\omega_0-\omega & 0\\ 0 & \omega-\omega_0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix}, \tag{1.49}$$

où $\omega_1 = \gamma_{\mathrm{n}} B_1$. Les solutions de ces des 2 équations sont :

$$A^{\mathrm{L}}_{\uparrow\uparrow} = \left(A^{\mathrm{L}}_{\downarrow\downarrow}\right)^* = e^{i\delta\omega T_{\mathrm{p}}/2}, \tag{1.50}$$

$$A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\uparrow} = \cos\left(\Omega t/2\right) + i\frac{\delta\omega}{\Omega}\sin\left(\Omega t/2\right), \tag{1.51}$$

$$A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\downarrow} = -ie^{i\phi}\frac{\omega_1}{\Omega}\sin\left(\Omega t/2\right). \tag{1.52}$$

L'amplitude de probabilité de la fonction d'onde ψ qui nous intéresse est le produit des différentes sources de basculement du spin menant à :

$$A_{\uparrow\rightarrow\downarrow} = A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\uparrow}A^{\mathrm{L}}_{\uparrow\uparrow}A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\downarrow} + A^{\mathrm{R}}_{\uparrow\downarrow}A^{\mathrm{L}}_{\downarrow\downarrow}A^{\mathrm{R}}_{\downarrow\downarrow}. \tag{1.53}$$

Dans la limite où $t_{\pi/2} \ll T_{\mathrm{p}}$, l'insertion dans (1.53) des solutions (1.50), (1.51) et (1.52) permet d'écrire :

$$P_{\uparrow\rightarrow\downarrow} = \left|A_{\uparrow\rightarrow\downarrow}\right|^2 = \frac{1}{2}\left[1+\alpha(T_{\mathrm{p}})\cos\left(\Omega\delta f\right)\right], \tag{1.54}$$

où $\alpha(T_{\mathrm{p}})$ est la polarisation des UCN au bout du temps de précession, $\Omega = 2\pi\left(T_{\mathrm{p}} + \frac{4}{\pi}t_{\pi/2}\right)$ définie la largeur de la *frange de Ramsey* et $\delta f = f_{\mathrm{RF}} - f_{\mathrm{n}}$ est le décalage entre la fréquence du champ oscillant et la fréquence de précession de Larmor des UCN.

La figure 1.14 représente graphiquement la probabilité de basculement du spin au terme du cycle de Ramsey, en fonction de la fréquence du champ oscillant B_1 telle qu'elle serait mesurée par l'expérience nEDM @ PSI en présence d'un EDM non nul. La stratégie de prise de donnée consiste à mesurer 4 points de fonctionnement définis par la largeur de la frange de Ramsey $\pi/(2\gamma_{\mathrm{n}}\Omega)$ et permettant d'avoir le meilleur bras de levier sur l'estimation de la fréquence de Larmor f_{n} (indiquée par le trait vert). En réécrivant $P_{\uparrow\rightarrow\downarrow}$ sous la forme de l'asymétrie $A = \frac{N^{\downarrow}-N^{\uparrow}}{N^{\uparrow}+N^{\downarrow}}$, où $N^{\uparrow}(N^{\downarrow})$ est le nombre d'UCN détectés dans l'état $\left|\downarrow\right\rangle_z(\left|\uparrow\right\rangle_z)$ et en inversant l'équation (1.54), la fréquence f_{n} ainsi que sa sensibilité purement statistique $\sigma^N_{f_{\mathrm{n}}}$ au bout de N_{cycles} de mesure s'écrivent :

$$f_{\mathrm{n}} = f_{\mathrm{RF}} \pm \frac{1}{\Omega}\arccos\left(\frac{N^{\uparrow}-N^{\downarrow}}{\alpha N_{\mathrm{tot}}}\right), \tag{1.55}$$

$$\sigma^N_{f_{\mathrm{n}}} = \frac{1}{2\pi T_{\mathrm{p}}\alpha\sqrt{N_{\mathrm{tot}}}}, \tag{1.56}$$

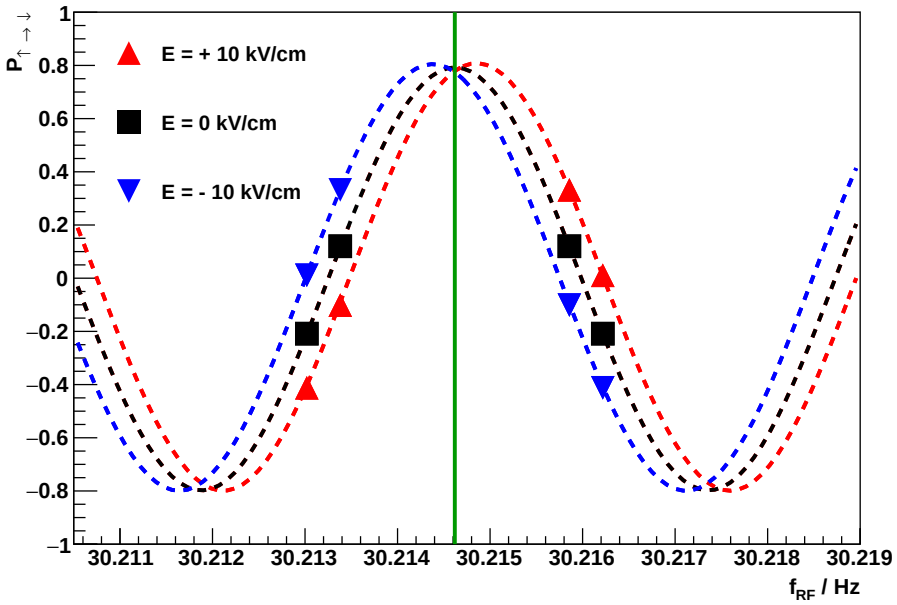

FIGURE 1.14 – Illustration de la *frange de Ramsey* au terme d'un temps de précession de 180 s et en présence de $B_0 = 1034$ nT, $E = \pm 10$ kV/cm et $d_\mathrm{n} = 1 \times 10^{-22}$ e cm. La visibilité de la frange est $\alpha(T_\mathrm{p}) = 0.8$. La valeur de la fréquence de Larmor des UCN en l'absence de champ électrique est matérialisée par la ligne verte (▬). L'expression théorique 1.54 est représentée en pointillé.

où $N_\mathrm{tot} = N^\uparrow + N^\downarrow$ est le nombre total d'UCN détectés par cycle. L'EDM du neutron étant estimé à partir de la différence $d = h\frac{f_{\mathrm{n}\uparrow\uparrow} - f_{\mathrm{n}\uparrow\downarrow}}{4E}$ (Eq. 1.45), on retrouve la figure de mérite :

$$\sigma_{d_\mathrm{n}} = \frac{\hbar}{2ET\alpha\sqrt{N}}, \tag{1.57}$$

où N est le nombre total d'UCN détectés dans les deux configuration ($N_\mathrm{tot}^{\uparrow\uparrow} = N_\mathrm{tot}^{\uparrow\downarrow} = N/2$)

En conclusion de cette description théorique de la mesure de f_n, nous voyons qu'une expérience cherchant à mesurer l'EDM du neutron doit maximiser, outre le nombre de neutrons, le temps de précession T_p et la polarisation α.

1.4.4 Dispositif expérimental et environnement magnétique

La production et l'utilisation des neutrons ultrafroids, en vue de mesurer la fréquence de Larmor du neutron, sont décrites dans cette section. Rappelons au passage que pour réaliser cette mesure, la collaboration nEDM @ PSI opère le spectromètre conçu par la collaboration RAL/Sussex à l'ILL, qui détient à ce jour la meilleure limite d'exclusion sur l'EDM du neutron. La raison de ce déménagement, réalisé en 2009, est de bénéficier de la nouvelle source UCN de PSI dont les performances en terme de production d'UCN sont meilleures en 2015 que celle de l'ILL (Roccia, 2009), comme nous le verrons dans la suite.

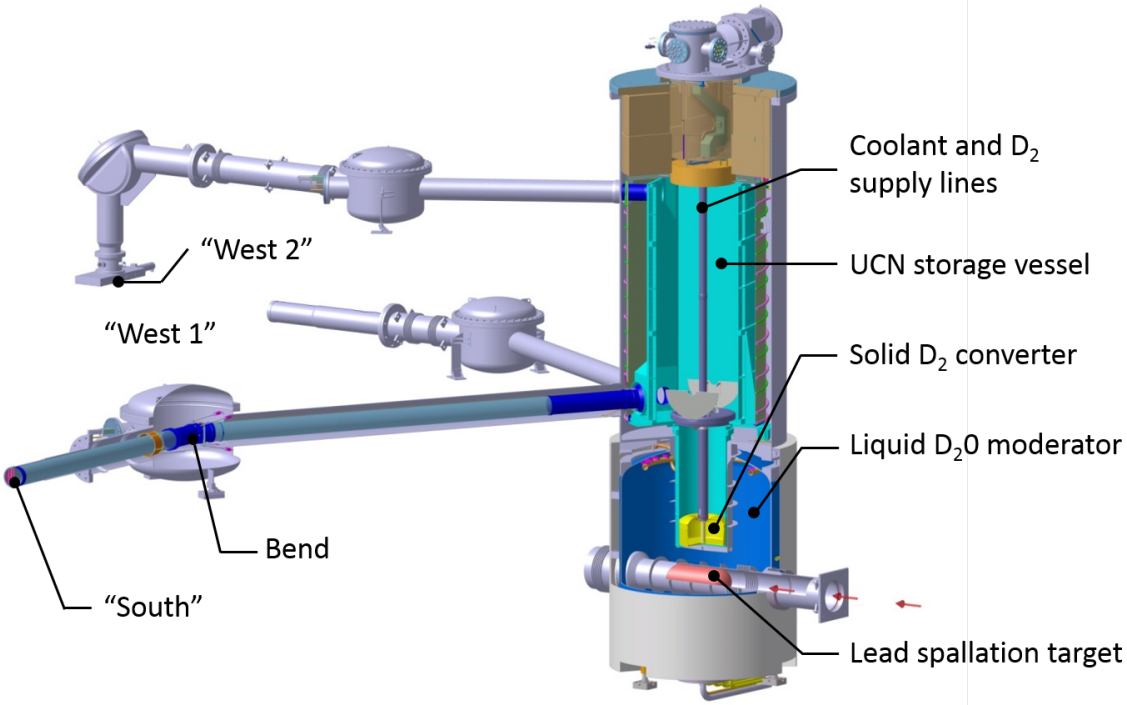

FIGURE 1.15 – Schéma détaillé de la source UCN de PSI. La hauteur de l'installation est de 7m. Le spectromètre nEDM est situé au bout de la sortie "South" de la source UCN.

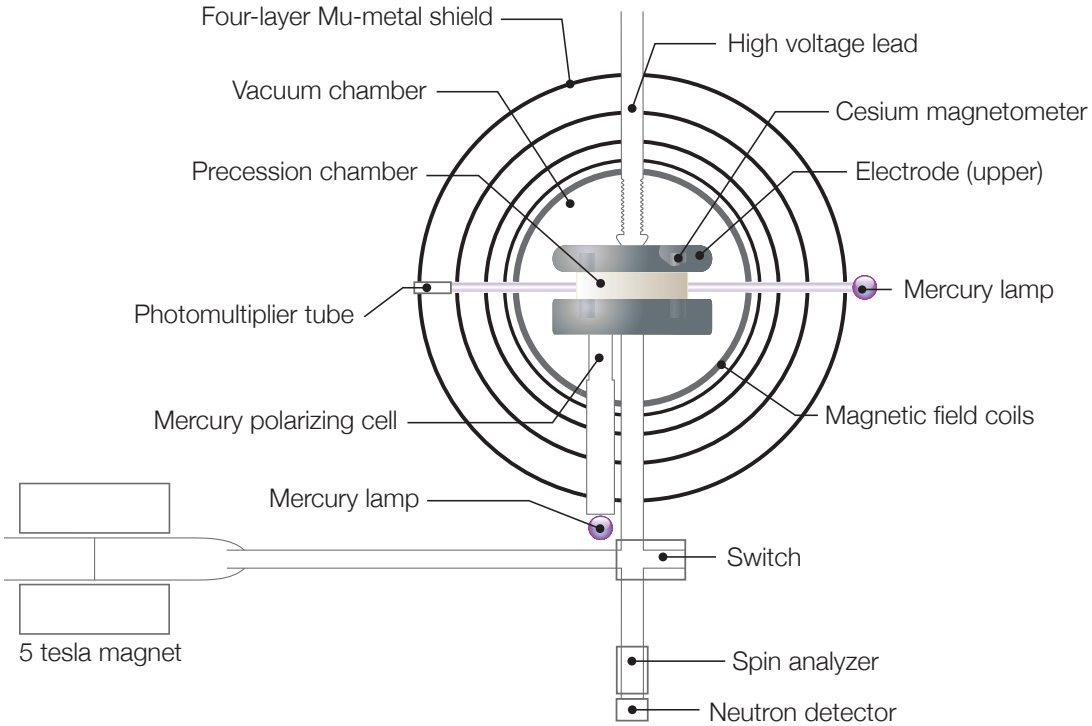

FIGURE 1.16 – Schéma détaillé du spectromètre nEDM.

Cheminement des UCN La source de neutron ultrafroids (Fig. 1.15), utilise le faisceau de protons de PSI dans un mode pulsé. Ce faisceau d'une intensité moyenne de 2.2 mA a une énergie de 590 MeV. En 2015, en fonctionnement normal, la source reçoit des pulses de 3 s toutes les 300 s, ce qui correspond à un temps d'utilisation du faisceau de 1%. Ces paquets de protons permettent de produire des neutrons par spallation sur une cible de plomb dont le taux de production est d'environ 8 neutrons/proton (Becker et al., 2015). Ces neutrons sont d'abord thermalisés dans de l'eau lourde (D_2O) avant d'être modérés puis convertis en UCN dans un volume de deutérium solide à 8 K (Lauss, 2014).

En sortie du volume de conversion, on guide les UCN vers le spectromètre nEDM (Fig. 1.16) sur 10 m par des tubes en verre de diamètre 14 cm puis 8 cm, enduits d'une couche de NiMo choisi pour son haut potentiel de Fermi ($V_{\mathrm{F}} = 224(15)$ neV (Daum et al., 2014)) et sa faible probabilité d'absorption et de dépolarisation. On polarise complètement les UCN en entrée de l'expérience à l'aide d'un aimant supraconducteur de 5 T . Le guidage du spin est réalisé par des bobines dédiées et assure une polarisation de 100% en entrée du spectromètre. La durée du remplissage de ce dernier en neutrons est de 30 s.

La chambre de stockage cylindrique des neutrons est plongée dans le champ magnétique vertical B_0 produit par une bobine en $\cos\theta$ et est située au centre d'une chambre à vide. Elle comporte 2 parties distinctes. Deux électrodes en aluminium, recouvertes d'un dépôt de DLC (*Diamond-Like Carbon*), forment la partie supérieure et inférieure de la chambre et sont séparées d'une hauteur de 12 cm. Un cylindre creux en polystyrène de haute résistivité de 47 cm de diamètre, enduit d'une fine couche de polystyrène deutéré pour réduire l'absorption des neutrons par les atomes d'hydrogène, ferme la chambre. On mesure régulièrement un temps de stockage de 150 s permettant un temps de mesure de 180 s au cours duquel on réalise la procédure de Ramsey (Fig. 1.13).

Au bout de ce temps de mesure, les UCN sont dirigés vers un analyseur simultané de spin (Afach et al., 2015d; Helaine, 2014) avant d'être détectés selon leur composante de spin, $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$, par deux matrices de 9 scintillateurs en verre dopées en ^{6}Li (Ban et al., 2009) qui intègrent l'énergie déposée lors de la réaction :

$$\mathrm{n} +^{6} \mathrm{Li} \rightarrow^{3} \mathrm{H}(2.74\mathrm{MeV}) + \alpha(2.05\mathrm{MeV}). \tag{1.58}$$

Une période de 60 s est nécessaire pour compter la totalité des neutrons ultrafroids. Au total, chaque cycle de mesure a une durée de 300 s.

Le cheminement des UCN qui vient d'être détaillé se fait au sein d'un environnement magnétique contrôlé dont nous précisons les caractéristiques principales :

Hall expérimental La salle de contrôle qui renferme le spectromètre nEDM est isolée thermiquement du reste du hall expérimental et climatisée (ΔT/jour < 0.1 K) pour réduire au maximum toute corrélation du champ magnétique avec la température, modulée en cycle jour/nuit. L'environnement magnétique du hall expérimental est principalement altéré par les installations SULTAN/EDIPO, situées à une dizaine de mètres, dont l'objectif actuel est de tester de nouvelles technologies à haut champ magnétique pour le projet ITER. Paradoxalement, ces deux installations sont les seuls endroits sur Terre où l'on peut produire un champ magnétique continu de 11 T/12.5 T à haut courant (100 kA). Cette cohabitation à PSI occasionne de fortes perturbations magnétiques journalières.

Blindage passif Sans blindage, les inhomogénéités spatiales du champ magnétique dans la chambre à vide seraient telles que la cohérence des spins des UCNs (caractérisée par le paramètre $T_{2,\mathrm{n}}$) disparaitrait en seulement quelques secondes. 4 couches de mu-métal cylindriques superposées, ayant au total un facteur de blindage du champ magnétique de 1000 à 10000 (selon la direction), réduisent ces inhomogénéités qui sont seulement de l'ordre de la dizaine de pT/cm au centre de la chambre à vide.

Blindage actif A cela s'ajoute un système de compensation actif du champ magnétique Afach et al. (2014b). Il est constitué de 3 paires de bobines rectangulaires, disposées en configuration Helmholtz à l'extérieur du blindage, qui annulent en temps réel le champ magnétique du hall expérimental au centre de la chambre à vide avec une sensibilité de $\sim 1\ \mu$T.

Bobine $\cos\theta$ Le champ magnétique principal de 1 μT généré verticalement et communément appelé B_0 est produit par une bobine en $\cos\theta$. Cette configuration permet d'obtenir un champ magnétique très homogène ($\frac{\delta B_0}{B_0} \approx 10^{-3}$) dans le volume de la chambre de précession. En simulant le champ magnétique de cette bobine à l'intérieur des couches de blindage, il apparait que B_0 est produit à 60% par la bobine elle-même et à 40% par la magnétisation du blindage induite par le retour de flux de la bobine. Cette dernière information révèle un point important dans la compréhension des origines des inhomogénéités de champ magnétique puisque les défauts du blindage (bosselage, trous, jonctions, ...) se projettent directement sur la composante principale B_0. Le temps de cohérence des spin des UCNs $T_{2,\mathrm{n}}$ plongés dans le seul champ B_0 est de l'ordre de 400 s dans les deux directions de champs magnétique.

Bobines de compensation Pour réduire davantage les inhomogénéités statiques, à la bobine principale $\cos\theta$, s'ajoutent des bobines de compensation (au nombre de 33). En 2015, celles-ci permettent d'obtenir $T_{2,\mathrm{n}} > 2000$ s, réduisant sensiblement la perte de cohérence des spin des UCNs (Wursten) et une polarisation au bout du temps de précession de 75 % est régulièrement mesurée [6].

1.4.5 Contrôle du champ magnétique

Malgré toutes ces précautions, le champ B_0 dérive au cours du temps avec une amplitude σ_B (~ 1 ppm par cycle) et il convient de le prendre en compte dans la sensibilité de l'EDM :

$$\sigma_{d_\mathrm{n}} \propto \sqrt{\sigma_{f_\mathrm{n}}^2 + (\gamma_\mathrm{n}/2\pi)^2\sigma_B^2}. \tag{1.59}$$

L'objectif de la magnétométrie présente auprès du spectromètre est d'assurer : $\sigma_B \ll 2\pi\sigma_{f_\mathrm{n}}/\gamma_\mathrm{n}$, sachant que les conditions expérimentales à PSI permettent d'atteindre $\frac{\sigma_{f_\mathrm{n}}}{f_\mathrm{n}} \approx 0.4$ ppm à l'issue de la procédure de Ramsey (soit un cycle de mesure).

6. La polarisation à temps de précession nul est limitée par le pouvoir d'analyse du détecteur et est égal à 85 % (Afach et al., 2015d).

Co-magnétométrie ^{199}Hg La mesure en ligne du champ magnétique est apportée par le co-magnétomètre ^{199}Hg Green et al. (1998) dont le principe de fonctionnement est brièvement présenté ici. On polarise une vapeur de ^{199}Hg par pompage optique à l'aide d'une lampe à décharge ^{204}Hg dans une chambre de polarisation située sous la chambre de précession et immergée dans le champ B_0. A chaque début d'un cycle de mesure, on injecte cette vapeur de ^{199}Hg polarisée dans la chambre de précession durant 2 s puis on opère un basculement de $\pi/2$ de Rabi des spins ($t_{\pi/2} = 2$ s), immédiatement suivi du basculement neutrons. Le spin des UCN et des atomes de ^{199}Hg précesse alors librement dans le plan transverse à B_0. On analyse le signal Hg modulé à la fréquence de Larmor $f_{\mathrm{Hg}} = \frac{\gamma_{\mathrm{Hg}}}{2\pi} B_0 \approx 8$ Hz, ($\frac{\gamma_{\mathrm{Hg}}}{2\pi} = 7.590118(13)$ Hz/μT Cagnac (1961)) à l'aide d'une seconde lampe ^{204}Hg dont la lumière est polarisée circulairement et est focalisée perpendiculairement à B_0. L'intensité lumineuse est mesurée par un tube photomultiplicateur. Le co-magnétomètre ^{199}Hg est un magnétomètre scalaire mesurant l'amplitude du champ magnétique de façon absolue avec une précision typique $\sigma_{f_{\mathrm{Hg}}} \approx 30$ fT au bout de 180 s de temps de précession. Le terme *co-magnétomètre* signifie que la vapeur de ^{199}Hg sonde entièrement le volume de la chambre de stockage des UCN mesurant donc une valeur moyenne volumique et temporelle du champ magnétique identique au 1er ordre à celle du neutron. Cela permet une correction $f_{\mathrm{n}}/f_{\mathrm{Hg}}$ idéale de la fréquence neutron des fluctuations de champ magnétique. Un exemple de correction de la fréquence neutron des dérives temporelles du champ magnétique est présenté sur la figure 1.17.

Magnétométrie externe ^{133}Cs Comme nous l'avons vu, les UCN sont sensibles à la gravité au contraire des atomes de ^{199}Hg, générant un écart h entre les centres de masse des deux espèces. En présence d'un gradient vertical de champ magnétique $g_z = \partial B_0/\partial z$, un décalage de la fréquence f_{Hg} proportionnel au champ électrique apparaît (se référer à la section

En conclusion, le contrôle du champ magnétique dans l'expérience nEDM à PSI, nécessaire pour mettre en évidence un éventuel EDM du neutron, est assuré par le co-magnétomètre ^{199}Hg avec une précision suffisante pour n'être dominé que par les fluctuations statistiques liées au nombre d'UCN détectés. Ce contrôle se fait néanmoins au prix de l'apparition d'un effet systématique, à l'origine d'un décalage de la fréquence ^{199}Hg proportionnel au champ électrique et au gradient vertical de champ magnétique. Cet effet peut être caractérisé grâce à la magnétométrie externe ^{133}Cs en ligne comme nous le verrons à la fin du chapitre 2.

1.4.6 Sensibilité de l'expérience

Je rappelle ici la figure de mérite de la sensibilité à l'EDM du neutron :

$$\sigma_{d_{\mathrm{n}}} = \frac{\hbar}{2ET_{\mathrm{p}}\alpha\sqrt{N_{\mathrm{tot}}}\sqrt{N_{\mathrm{cycles}}}}. \tag{1.60}$$

En prenant les valeurs moyennes de 2015, $\alpha = 0.75$, un champ électrique $E = 11$ kV/cm, un nombre d'UCN détectés $N_{\mathrm{tot}} = 10^4$ au bout de $T_{\mathrm{p}} = 180$ s et une durée de cycle de 300 s, l'équation (1.60) permet d'estimer la sensibilité journalière de l'expérience :

$$\sigma_{d_{\mathrm{n}}} \simeq 1.3 \times 10^{-25}\ e\,\mathrm{cm}/\sqrt{\mathrm{jour}}. \tag{1.61}$$

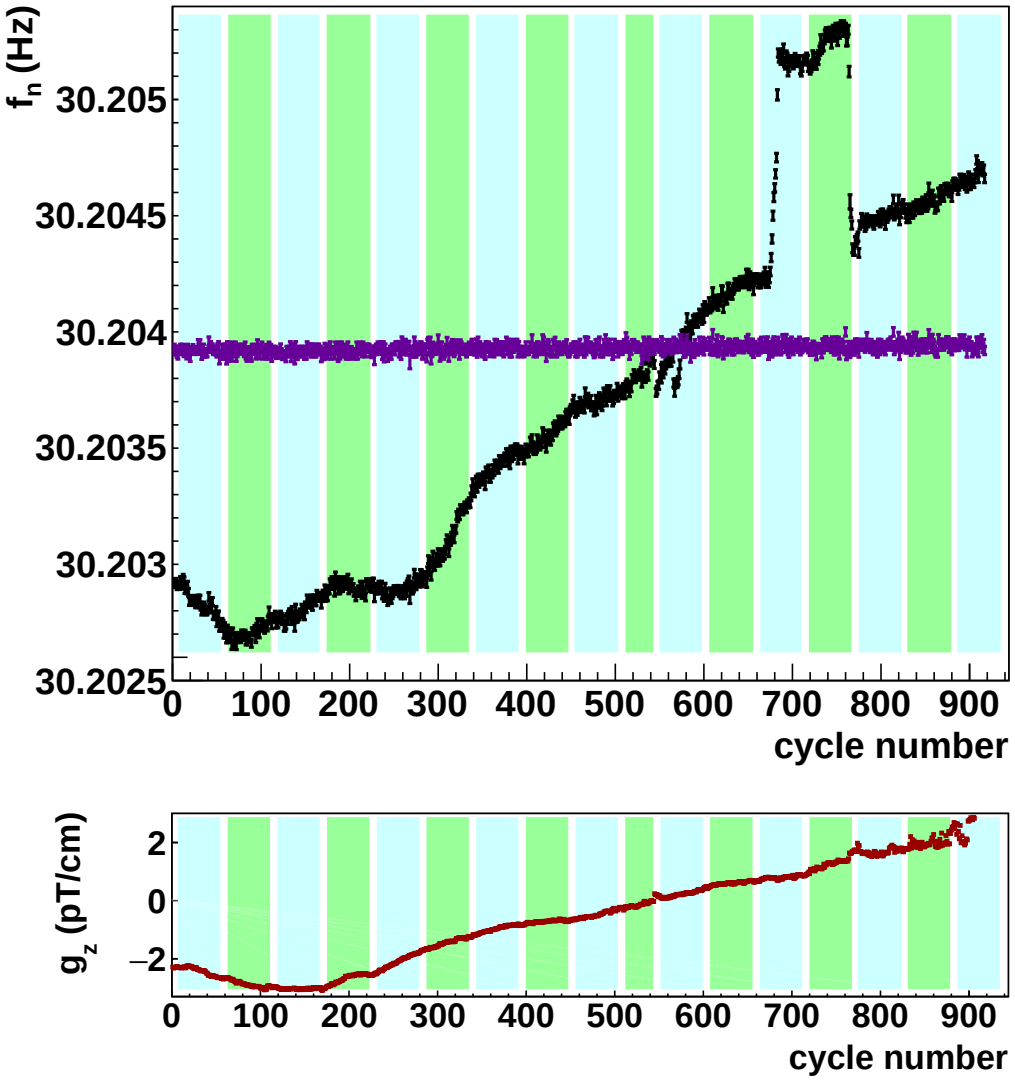

FIGURE 1.17 – Séquence de données #2 (run 10093-94-95) issue de la prise de données nEDM 2015. En haut, la fréquence neutron f_{n} avant (•) et après (•) correction des dérives de champ magnétique est tracé en fonction du numéro de cycle. Un cycle de mesure dure 300 s. Pour superposer ces deux quantités, le rapport des fréquences a été remis à l'échelle. Les bandes de couleur correspondent aux successives inversions de la direction du champ électrique espacées par 8 cycles à haute tension nulle. Le champ magnétique au bout de 3 jours de mesure a dérivé d'environ 100 pT. Après correction, les fluctuations observées proviennent uniquement de la statistique neutron (Eq. 1.56) et sont de l'ordre de 500 fT. En bas, évolution temporelle du gradient de champ magnétique vertical mesuré par l'ensemble des magnétomètres Cs.

Cette valeur fait de l'expérience nEDM @ PSI la plus sensible jamais opérée. Cette excellente performance du spectromètre offre la possibilité d'atteindre l'objectif en sensibilité de 1×10^{-26} $e\,\mathrm{cm}$ en 200 jours consécutifs de prises de données, correspondant à environ 2 ans de mesure.

La première prise de données continue de l'expérience s'est déroulée fin 2015 et s'est étalée sur 4 mois et demi. Une sensibilité statistique $\sigma_{d_\mathrm{n}} = 1.6 \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$ a pu être accumulée. A l'issue de la phase actuelle de l'expérience, d'ici fin 2016, la collaboration nEDM@PSI se tournera vers une nouvelle phase. Au cours de celle-ci, le projet n2EDM, actuellement en cours de conception, aura pour but d'améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité accumulée sur l'EDM du neutron $\sigma_{d_\mathrm{n}} \sim 10^{-27}$ $e\,\mathrm{cm}$ au cours de la prochaine décennie. Ce niveau de sensibilité constituera une avancée expérimentale majeure et permettra potentiellement de faire émerger pour la première fois un signal non nul.

1.5 Conclusion

Le Modèle Standard de la physique des particules n'a pour l'heure jamais été mis en défaut dans les expériences en laboratoire. Des observations cosmologiques indiquent pourtant qu'une physique sous-jacente est à l'œuvre dans l'Univers (baryogénèse, matière noire, énergie noire, ...). Cela laisse à penser qu'il n'est en réalité qu'une théorie effective à basse énergie ($\Lambda_\mathrm{MS} \sim v_\mathrm{F}$) d'un modèle plus fondamental évoluant à plus haute énergie. Les canaux de recherches de nouvelles physiques sont nombreux, que ce soit dans la production de nouvelles particules (ATLAS-CMS) ou dans la mesure d'un nouvel effet virtuel à haute énergie affectant une observable mesurée à basse énergie. Dans le secteur de la violation de CP, seul un effort commun de la part des différentes communautés (EDMs, LFV, FCNC, physique du B, ...) permettra, en cas de mesure d'un signal non nul, de caractériser la source de la nouvelle physique. Les recherches d'un moment dipolaire électrique non nul des particules élémentaires et des atomes s'inscrivent dans cette démarche du fait de leur diversité. Nous avons vu, dans le cas particulier de la mesure de l'EDM du neutron, que pour y parvenir, ces expériences sont confrontées à des défis techniques de taille pour contrôler le champ magnétique à un niveau de précision exceptionnel. Ces défis sont relevés par les différentes communautés (n, ^{199}Hg, e^-) dans la perspective future de mesurer un signal non nul. La suite de cette thèse permet d'appréhender plus en détail la complexité de cette mesure et discute notamment certains effets systématiques inhérents à la recherche de l'EDM du neutron à PSI.

Chapitre 2

Le co-magnétomètre ^{199}Hg dans l'expérience nEDM

Sommaire

2.1 Présentation du co-magnétomètre ^{199}Hg 40
2.1.1 Opération du co-magnétomètre 40
2.1.2 Polarisation de la vapeur de ^{199}Hg 42
2.1.3 Dynamique du spin dans la chambre de précession 45
2.1.4 Formation du signal Hg 45
2.1.5 Les limites du co-magnétomètre actuel 47
2.2 Analyse du signal de précession 50
2.2.1 Introduction à la problématique : Exactitude vs précision . . . 50
2.2.2 La méthode des deux fenêtres 53
2.2.3 Mise en œuvre de l'ajustement du signal 54
2.2.4 Validation par méthode Monte-Carlo 57
2.3 Effet du filtre sur le signal ^{199}Hg 60
2.3.1 Corrélation induite du bruit 60
2.3.2 Influence de la phase du filtre sur le signal 62
2.3.3 Validité de l'approximation harmonique 64
2.4 Effets systématiques induits 67
2.4.1 Faux EDM relativiste du ^{199}Hg 68
2.4.2 Déplacement lumineux 73
2.5 Conclusion 76

La description du principe de la mesure de l'EDM du neutron à PSI a montré le rôle central du co-magnétomètre ^{199}Hg (HgM) dans l'expérience. Celui-ci permet une correction des dérives du champ magnétique B_0 que ressentent les UCN, sans quoi la limitation statistique présentée au chapitre 1 sur la corrélation entre f_n et la direction du champ électrique ne pourrait être atteinte. La mesure du champ magnétique via le co-magnétomètre ^{199}Hg a cela d'unique, qu'elle offre la possibilité d'accéder à la valeur moyenne de B_0 sur le volume de stockage des UCN durant le même temps de précession. Ce chapitre a pour objectif de montrer les travaux réalisés au cours de cette thèse pour améliorer la sensibilité du co-magnétomètre ^{199}Hg et caractériser certains effets systématiques induits par la correction $f_\mathrm{n}/f_\mathrm{Hg}$. Comme nous le verrons en préambule de ce chapitre, les performances du co-magnétomètre sont suffisantes pour la phase actuelle de l'expérience nEDM mais doivent être améliorées pour la phase n2EDM (présentée au chapitre suivant). Plusieurs pistes sont possibles. Je me suis principalement attaché à l'amélioration de l'analyse du signal de précession des atomes de ^{199}Hg.

2.1 Présentation du co-magnétomètre ^{199}Hg

Cette partie introductive synthétise le fonctionnement général du co-magnétomètre ^{199}Hg dans l'expérience nEDM. Nous rappelons dans un premier temps les mécanismes qui permettent d'obtenir et de mesurer le signal du co-magnétomètre ^{199}Hg. Dans un second temps, nous pointerons ses limites ainsi que les pistes proposées en vue d'une amélioration de ses performances.

2.1.1 Opération du co-magnétomètre

Le mode de fonctionnement du co-magnétomètre ^{199}Hg est illustré par la figure 2.1. Les trois éléments principaux sont :

- La source ^{199}Hg située hors du blindage magnétique
- La chambre de polarisation illuminée par un premier faisceau UV parallèle à $\mathbf{B_0}$ ($H_\mathrm{pol} = 28.7$ cm et $R_\mathrm{pol} = 3.5$ cm)
- La chambre de précession traversée par un second faisceau UV perpendiculaire à $\mathbf{B_0}$ ($H_\mathrm{prec} = 12$ cm et $R_\mathrm{prec} = 23.5$ cm)

La source ^{199}Hg comprend un étui contenant une poudre de monoxyde de Hg enrichie isotopiquement en ^{199}Hg à 90-95%. A l'aide d'une résistance chauffante, on porte cet étui à 200°C, ce qui permet de dissocier l'oxygène du ^{199}Hg et d'apporter en continu des atomes de ^{199}Hg non polarisés dans la chambre de polarisation avec un taux de production constant. La polarisation de la vapeur de ^{199}Hg s'effectue par pompage optique à l'aide d'un faisceau de lumière UV produit par une première lampe à décharge ^{204}Hg, continuellement émis selon l'axe $\mathbf{B_0}$ et polarisé circulairement à l'aide d'un polariseur linéaire suivi d'une lame $\lambda/4$. Le temps d'équilibrage de la polarisation à l'intérieur de la chambre de polarisation est de l'ordre de la dizaine de secondes, soit un temps bien inférieur à la durée de l'illumination qui est de 300 s (la durée du cycle). A chaque début de cycle de mesure, on ouvre le clapet de la chambre de polarisation pendant 2 s pour injecter la vapeur de ^{199}Hg polarisée dans la chambre de précession (Fig. 2.2). Notons

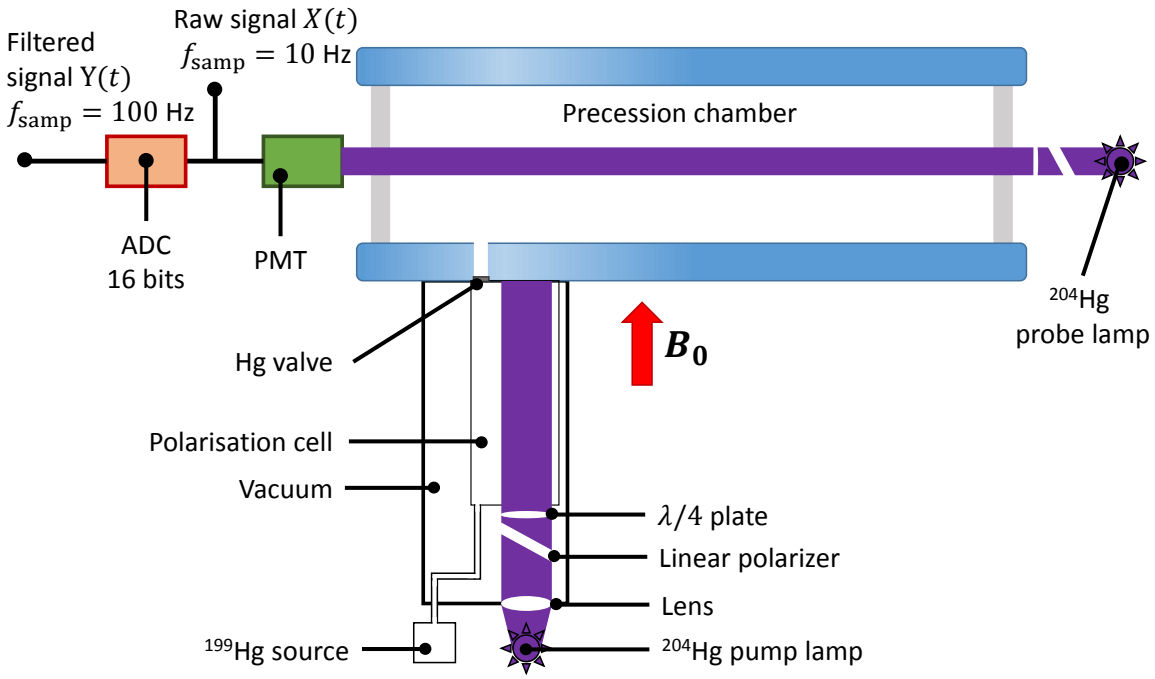

FIGURE 2.1 – Schéma de principe de fonctionnement du co-magnétomètre ^{199}Hg dans l'expérience nEDM@PSI (pas à l'échelle). Dans la partie inférieure se trouve la chambre de polarisation et ses éléments optiques, orientée verticalement selon la direction du champ magnétique B_0. La partie supérieure montre le faisceau de la lumière d'analyse orienté perpendiculairement au champ magnétique pour lire le signal de précession ^{199}Hg.

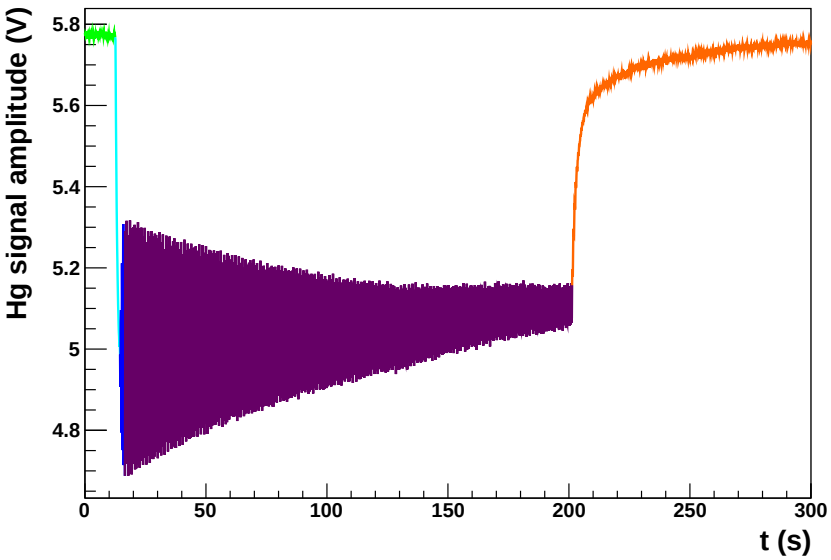

FIGURE 2.2 – Signal brut d'absorption de la lampe ^{204}Hg échantillonné à 10 Hz et enregistré en 2015 (run 10219). En vert, mesure du bruit de la lampe ($I_1 \sim 5.8$ V). En cyan, ouverture de la vanne Hg permettant la diffusion de la vapeur polarisée au sein de la chambre de précession. En bleu, basculement $\pi/2$ des spins. En violet, signal de précession durant 180 s ($I_1 \sim 5.0$ V). En orange, évacuation du ^{199}Hg par pompage.

ici que le rapport volumique entre les deux chambres est de 1/20, ce qui implique une dilution conséquente de la densité de ^{199}Hg dans la chambre de précession. On contrôle la densité de la vapeur de ^{199}Hg par l'absorption induite A_{abs} sur le faisceau d'une seconde lampe ^{204}Hg traversant la chambre de précession avec $A_{\text{abs}} = (I_1 - I_2)/I_1$ où I_1 et I_2 sont respectivement les intensités lumineuses mesurées avant et après l'injection de la vapeur. Immédiatement après la fermeture du clapet, on bascule les spins dans le plan horizontal, après quoi, s'ensuit une période de précession libre de 180 s. L'absorption de la lumière transverse à $\mathbf{B_0}$ est alors modulée à la fréquence de Larmor $f_{\text{L}} \approx 8$ Hz. On mesure l'intensité lumineuse à l'aide d'un tube photomultiplicateur qui produit en sortie un courant de quelques μA. Un amplificateur de courant transforme ce courant en signal de tension compris entre 0 et 10 V. Après séparation des composantes DC et AC, le signal est filtré en entrée d'un ADC 16 bits à l'aide d'un filtre passe-bande (Q = 5) puis est échantillonné à 100 Hz permettant d'enregistrer une dizaine de points par oscillation (Fig. 2.5). Dans la section 2.3.1, je reviendrai sur l'effet du filtre dans l'analyse du signal Hg.

Une dernière étape consiste finalement à ajuster le signal ^{199}Hg digitalisé afin d'extraire la fréquence de Larmor des spins f_{Hg} et donc la valeur du champ magnétique. On réalise cet ajustement au moyen de la méthode dite des deux fenêtres qui consiste à estimer la phase au début et à la fin du signal. Cette méthode a été développée afin de prendre en compte la dérive inévitable du champ magnétique au cours de la précession libre des spins. Elle permet d'obtenir la sensibilité suivante :

$$\sigma_{f_{\text{L}}} \approx \frac{\sigma_{\text{bruit}}}{a(0)} \frac{\sqrt{2}}{2\pi T_{\text{p}}} \left(\frac{1}{N_1} + \frac{e^{2T_{\text{p}}/T_2}}{N_2} \right)^{1/2}, \tag{2.1}$$

où σ_{bruit} (≈ 60) et $a(0)$ (≈ 15000) sont les amplitudes respectives du bruit du signal ^{199}Hg , T_{p} (≈ 180 s) est le temps de précession, T_2 (≈ 80 s), le temps de dépolarisation transverse de la vapeur ^{199}Hg. Enfin N_1 (≈ 2000) et N_2 (≈ 74000) correspondent au nombre d'échantillons contenus dans les fenêtres initiale et finale de l'ajustement. En prenant les valeurs typiques indiquées des différents paramètres, le co-magnétomètre ^{199}Hg permet d'atteindre une sensibilité relative sur la mesure du champ magnétique de 0.03 ppm, soit un ordre de grandeur meilleur que la sensibilité statistique neutron $\sigma_{f\text{n}}/f_{\text{n}}$.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons revenir plus en détail sur les différentes étapes mises en œuvre pour atteindre un tel niveau de performance du co-magnétomètre ^{199}Hg.

2.1.2 Polarisation de la vapeur de ^{199}Hg

La découverte du pompage optique remonte à 1950 et a valu le prix Nobel à Alfred Kastler en 1966. L'objectif de cette partie est de présenter de façon synthétique les mécanismes antagonistes de construction et de perte de la polarisation macroscopique de la vapeur de ^{199}Hg au sein de la chambre de polarisation.

Le ^{199}Hg a la particularité de posséder un spin total $F = 1/2$: Spin électronique $J = 0$ (dernière couche électronique complète) et spin nucléaire $I = 1/2$ (neutron célibataire). En présence d'un champ magnétique externe non nul B_0, il y a levée de dégénérescence de l'état fondamental m_f par effet Zeeman : $\Delta E_f = \hbar\gamma_{\text{Hg}} B_0 \sim 4 \times 10^{-16}$ eV. Cette différence

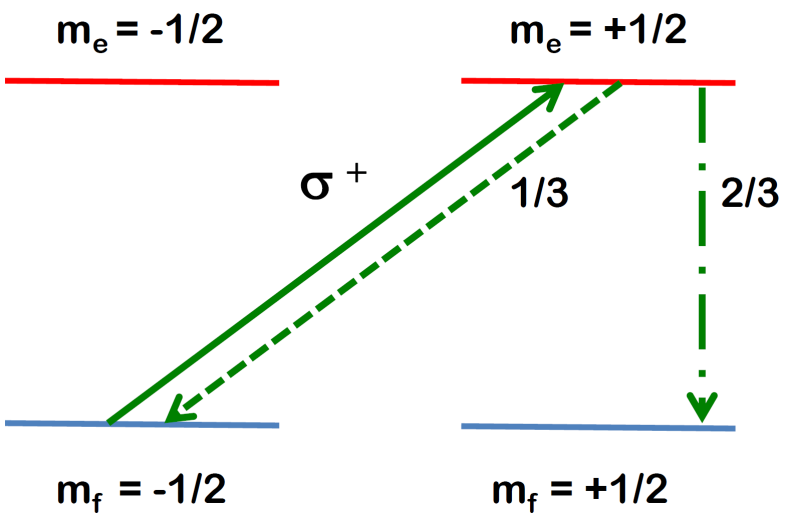

FIGURE 2.3 – Schéma de principe simplifié du pompage optique nucléaire du ^{199}Hg pour la transition $F = 1/2$ tel qu'il est opéré dans l'expérience nEDM.

d'énergie est infime en comparaison de l'énergie d'agitation thermique à température ambiante $E_{\text{th}} \sim 3 \times 10^{-2}$ eV. La polarisation initiale de la vapeur de ^{199}Hg est donc nulle. On polarise la vapeur de ^{199}Hg, par pompage optique schématisé sur la figure 2.3. En pratique, cela consiste à utiliser un faisceau résonnant de longueur d'onde 253 nm pour opérer une transition de l'état fondamental vers le 1er état excité m_e. Notons ici que la différence d'énergie entre ces deux niveaux est $\Delta E_{fe} \sim 5$ eV. Les photons σ^+, polarisés circulairement, portent un moment angulaire égal à 1 et permettent de réaliser une transition $m_f(-1/2) \rightarrow m_e(+1/2)$. La durée de vie du 1er état excité est $\tau = 125$ ns au bout de laquelle l'atome se désexcite. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.3, cette désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon π ou σ^- avec une probabilité 2/3 pour le premier et 1/3 pour le second. Ce processus réalisé en permanence créé un déséquilibre entre les populations N_f^- de l'état $m_f(-1/2)$ et N_f^+ de l'état $m_f(+1/2)$ On définit ainsi la polarisation macroscopique de la vapeur de ^{199}Hg à partir de la différence de population :

$$P = \frac{N_f^+ - N_f^-}{N_f^+ + N_f^-}. \tag{2.2}$$

Dans l'expérience, la lumière de pompage est produite par une lampe à décharge remplie d'une vapeur de ^{204}Hg dont la raie d'émission $F = 3/2$ coïncide avec la transition $F = 1/2$ du ^{199}Hg. En effet, l'écart en fréquence entre ces deux raies $\Delta f_{199-204} = 96(13)$ MHz (Schweitzer, 1963) est faible devant les largeurs Doppler des raies des atomes de ^{199}Hg et ^{204}Hg à température ambiante $\Delta f_{\text{Doppler}} = 2\omega_0\sqrt{2k_{\text{B}}T/Mc^2} \sim 1000$ MHz. A titre de comparaison, sur la figure 2.4, la raie d'émission d'un laser à 253 nm est superposée aux deux raies théoriques mises en jeu. Le non-recouvrement partiel des raies du ^{199}Hg et du ^{204}Hg vient de la différence de température entre l'ampoule et la chambre de précession. On a récemment découvert que le spectre des photons émis par la lampe ^{204}Hg est en réalité très élargi par rapport au spectre Doppler à cause de l'auto absorption des photons au sein de l'ampoule Fertl (2013). Cela signifie qu'une partie des photons émis par la lampe à décharge interagit peu avec la vapeur de ^{199}Hg et altère notre connaissance de l'absorption

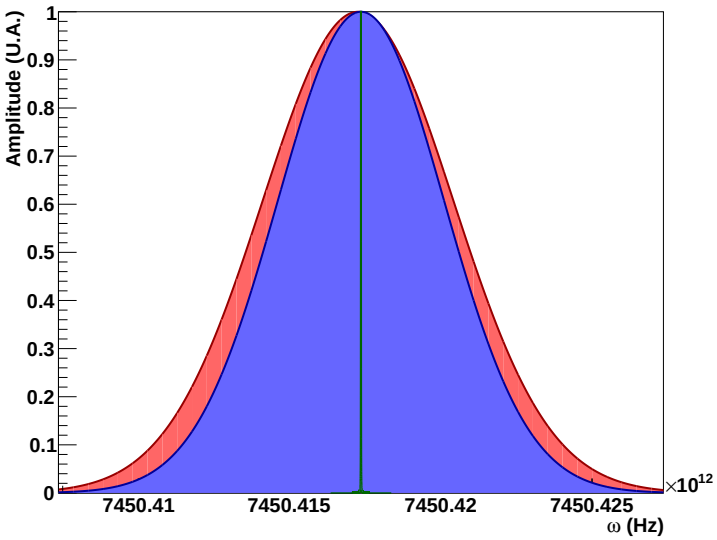

FIGURE 2.4 – Largeur des raies mises en jeu dans le processus d'émission/absorption de la lumière UV à 253.7 nm. En vert, la raie de photo-absorption est à peine visible et correspond typiquement à la raie d'émission d'un laser. En bleu, la raie Doppler d'absorption des atomes de ^{199}Hg de largeur $\sim$ 1 GHz à 294 K. En rouge, la raie d'émission Doppler de la lampe ^{204}Hg à 314 K, décalée de 96 MHz par rapport à la raie du ^{199}Hg.

de la vapeur de ^{199}Hg. Ce point important dans la compréhension du pompage optique a été étudié par Fertl (2013).

Au sein de la chambre de polarisation, deux mécanismes sont en compétition. D'une part, la lumière incidente construit puis entretient en permanence la polarisation de la vapeur de ^{199}Hg comme nous venons de le voir. D'autre part, la vapeur se dépolarise continuellement par collision sur les parois. Le taux de dépolarisation longitudinal se calcule comme suit :

$$1/T_1 = \Gamma_1 \quad = \quad p_{\text{dep}}\Gamma_{\text{coll}}, \tag{2.3}$$

où le taux de collision Γ_{coll} vaut :

$$1/\tau_{\text{coll}} = \Gamma_{\text{coll}} \quad = \quad \frac{< v_{\text{Hg}} >}{\lambda_{\text{Hg}}} \approx 3000 \text{ s}^{-1}. \tag{2.4}$$

$$\tag{2.5}$$

Dans cette expression, $< v_{\text{Hg}} > \sim 18 \times 10^3$ cm/s est la vitesse moyenne des atomes à température ambiante, $\lambda_{\text{Hg}} = 4V/S \sim 6$ cm est le libre parcours moyen du ^{199}Hg dans la chambre de polarisation. Une étude de la dépolarisation par les parois a été conduite par Horras (2012) (Chowdhuri et al., 2014). L'enduit retenu pour la chambre de polarisation est l'huile Fomblin, dont le coefficient p_{dep} vaut $\sim 10^{-5}$, notamment pour sa facilité d'application. Elle permet de conserver la polarisation de la vapeur ^{199}Hg pendant un temps caractéristique $T_1 \sim 200$ s dans la chambre de polarisation.

En fonctionnement normal du co-magnétomètre, on mesure une polarisation d'équilibre de l'ordre de 15% de la vapeur injectée dans la chambre de précession.

2.1.3 Dynamique du spin dans la chambre de précession

Après s'être intéressé au pompage optique, tournons nous vers la dynamique du spin dans la chambre de précession. Il est possible de modéliser classiquement la dynamique de la polarisation macroscopique $\mathbf{M}$ des spins plongés dans un champ magnétique $\mathbf{B_0}$ à l'aide des équations de Bloch :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_{\mathrm{Hg}}\, \mathbf{M} \wedge \mathbf{B_0} - \begin{pmatrix} \Gamma_2 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_1 \end{pmatrix} \mathbf{M}, \tag{2.6}$$

où $\Gamma_1 = 1/T_1$ et $\Gamma_2 = 1/T_2$ représentent les taux de dépolarisation longitudinal et transverse de la vapeur de ^{199}Hg dans la chambre de précession.

On commence par remplir la chambre de précession d'une vapeur de ^{199}Hg polarisée longitudinalement, c'est à dire, dont la projection du spin suit la direction du champ magnétique principal B_0 et dont la polarisation initiale est M_z. L'évolution de cette polarisation est gouvernée par l'équation suivante :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_{\mathrm{Hg}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_z \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Gamma_1 M_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Gamma_1 M_z \end{pmatrix}. \tag{2.7}$$

Dans cette configuration, la polarisation décroit avec un temps caractéristique T_1 : $M(t) = M_z e^{-t/T_1}$. Ensuite, on applique un champ magnétique perturbatif oscillant à la pulsation $\omega = \gamma_{\mathrm{Hg}} B_0$ pendant 2 s pour opérer un basculement de $\pi/2$ des spins qui se retrouvent alors projetés dans le plan transverse (x-y). Il s'ensuit une période de précession libre des spins autour du champ magnétique pendant typiquement 180 s :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_{\mathrm{Hg}} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \Gamma_2 M_x \\ \Gamma_2 M_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\omega_{\mathrm{L}} M_y - \Gamma_2 M_x \\ \omega_{\mathrm{L}} M_x - \Gamma_2 M_y \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{2.8}$$

où la valeur de la pulsation de Larmor ω_{L} s'écrit :

$$\omega_{\mathrm{L}} = \gamma_{\mathrm{Hg}}\, B_0 \sim 2\pi \times 8\mathrm{Hz}. \tag{2.9}$$

La solution de cette dernière équation pour la composante M_x est : $M_x(t) = M_x\, e^{-t/T_2}\, \cos(\omega_{\mathrm{L}} t)$.

2.1.4 Formation du signal Hg

Une lampe à décharge ^{204}Hg émettant un faisceau de lumière résonnante à 253 nm (Fig. 2.1), polarisé circulairement et transverse au champ magnétique ($\mathbf{I}_{\mathrm{lamp}} = I_{\mathrm{lamp}}\mathbf{x}$), permet d'analyser la précession des atomes du ^{199}Hg. Par conservation du moment angulaire, l'absorption des photons est modulée à la fréquence de Larmor. L'intensité lumineuse

mesurée est tracée en mauve sur la figure 2.2 et est explicitée ici :

$$X(t) = I_0 \exp\left[-n_{\text{at}}\sigma l_{\text{prec}}(1 + M_x(t))\right] \tag{2.10}$$
$$= I_0 \exp\left[-\rho(1 + M_x(0)e^{-t/T_2}\sin(2\pi f_{\text{L}}t + \phi))\right], \tag{2.11}$$

où σ est la section efficace d'absorption des photons de la lampe par la vapeur de ^{199}Hg, l_{prec} est le diamètre et n_{at}, la densité d'atome de ^{199}Hg dans le volume de la chambre de précession. Le facteur $\rho = n_{\text{at}}\sigma l_{\text{prec}}$ représente le coefficient d'atténuation du faisceau UV qui intervient directement dans l'expression théorique de l'absorption A_{abs} de la lumière :

$$A_{\text{abs}} = 1 - \exp(-\rho). \tag{2.12}$$

En fonctionnement normal du co-magnétomètre, une absorption de 10% est régulièrement mesurée, ce qui correspond à $\rho \sim 0.1$. Ce régime d'absorption de la lumière, appelé régime de faible absorption, permet l'approximation harmonique :

$$X(t) = I_0 \exp[-\rho(1 + M_x(t))] \approx I_0(1 - \rho) - I_0\rho M_x(t) \tag{2.13}$$
$$= A_{\text{DC}} + a(t). \tag{2.14}$$

L'amplitude du signal oscillant se réécrit alors sous la forme :

$$a(t) = A_{\text{AC}}\, e^{-t/T_2}\sin(2\pi f_{\text{L}}t + \phi) + b(t), \tag{2.15}$$

où l'on a rajouté la composante du bruit $b(t)$. En section 2.3.3, la validité de l'approximation 2.13 est discutée en détail. Notons que dans la chambre de précession, ce sont également les collisions sur les parois qui dominent la dépolarisation de la vapeur de ^{199}Hg. Les parois en polystyrène deutéré et en DLC permettent d'obtenir $T_1 = T_2$ de l'ordre de 80 à 100 s. Les deux autres mécanismes de dépolarisation sous dominants sont les dépolarisations radiative, mesurée, $T_{\text{rad}} = 10500(500)$ s (Sec. 2.4.2.2) et magnétiques, estimée, $T_{\text{mag}} > 1500$ s (Sec. 3.3.5). Un signal ^{199}Hg filtré typique est tracé sur la figure 2.5.

L'expression suivante, obtenue en intégrant (2.12) dans (2.10), montre la dépendance de l'amplitude initiale du signal en fonction de l'absorption A_{abs} de la lumière et de la polarisation $P = M_x(0)$ de la vapeur :

$$A_{\text{AC}} = I_0\rho(1 - A_{\text{abs}})((1 - A_{\text{abs}})^{-P} - 1). \tag{2.16}$$

La figure 2.6 montre la dépendance de l'amplitude du signal ^{199}Hg normalisée en fonction de A_{abs}. Sur cette figure, nous pouvons faire deux observations intéressantes. D'une part, la polarisation diminue à mesure que l'absorption augmente. Ce phénomène s'explique par le fait que le pompage optique se détériore lorsque la densité d'atomes de ^{199}Hg dans la chambre de polarisation augmente. On constate également que l'amplitude mesurée du signal ^{199}Hg croît avec l'absorption. L'extrapolation du modèle (2.16) à forte absorption montre qu'il existe un optimum entre amplitude du signal ^{199}Hg et absorption, ici autour de $A_{\text{abs}} = 30\%$ et $P = 10\%$. Comme nous pouvons le voir sur la figure, en fonctionnement normal du co-magnétomètre, une marge de 30 à 50% sur cet optimum pourrait être

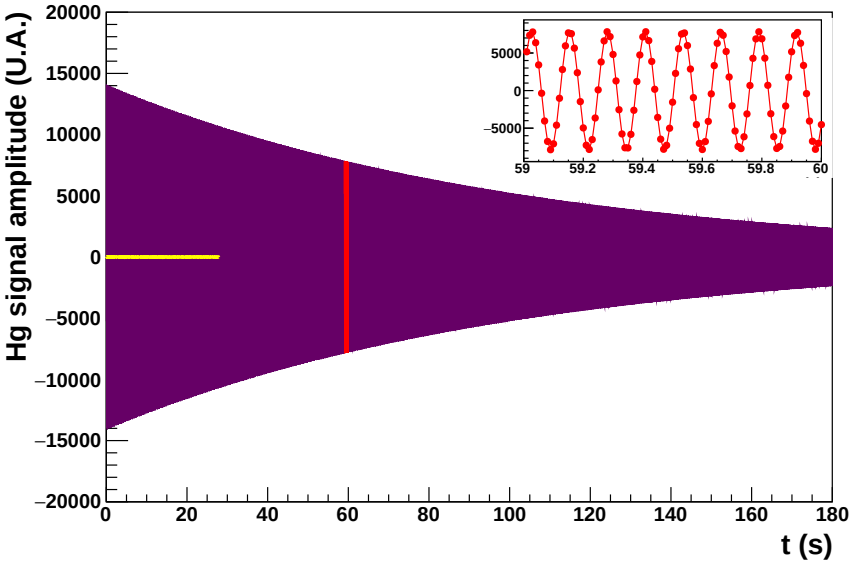

FIGURE 2.5 – Signal de précession ^{199}Hg filtré et échantillonné à 100 Hz correspondant au cycle de mesure de la figure 2.2 (run 10219). En rouge, un zoom permet de mettre en évidence la fréquence d'oscillation du signal à $\sim$ 8 Hz. Le bruit de l'ampoule mesuré pendant les 30 s précédant l'injection de ^{199} polarisé est tracé en jaune.

gagnée sur le rapport signal sur bruit du co-magnétomètre. On justifie ce fonctionnement "sous-optimal" par un gain de fiabilité en limitant le chauffage de la source ^{199}Hg, et donc une préservation de la qualité du vide dans le spectromètre. Il a été observé que le taux de dépolarisation du ^{199}Hg est influencer par la qualité du vide.

Après avoir présenté le principe général de fonctionnement du co-magnétomètre qui permet d'atteindre une sensibilité typique de 0.03 ppm sur la fréquence de Larmor des atomes de ^{199}Hg tournons nous vers ses limites.

2.1.5 Les limites du co-magnétomètre actuel

Les trois points limitant essentiels sont détaillés dans cette section.

Temps de cohérence des spins Le point affectant le plus le fonctionnement du co-magnétomètre ^{199}Hg est sa sensibilité au champ électrique. Sur la figure 2.7, l'évolution temporelle du T_2 est tracée en présence de cycles réguliers d'inversion du champ électrique. A chaque inversion, une dégradation du T_2 est observée, suivie d'une phase de récupération partielle du temps de dépolarisation. Dans cette phase, le taux de dépolarisation peut être décrit par la dépendance temporelle suivante :

$$\Gamma_2(t) = \Gamma_2(\infty) \times (1 + A_r\, e^{-t/\tau_r} + A_l\, e^{-t/\tau_l}), \tag{2.17}$$

où les indices r et l représentent les composantes rapide et lente de la récupération.

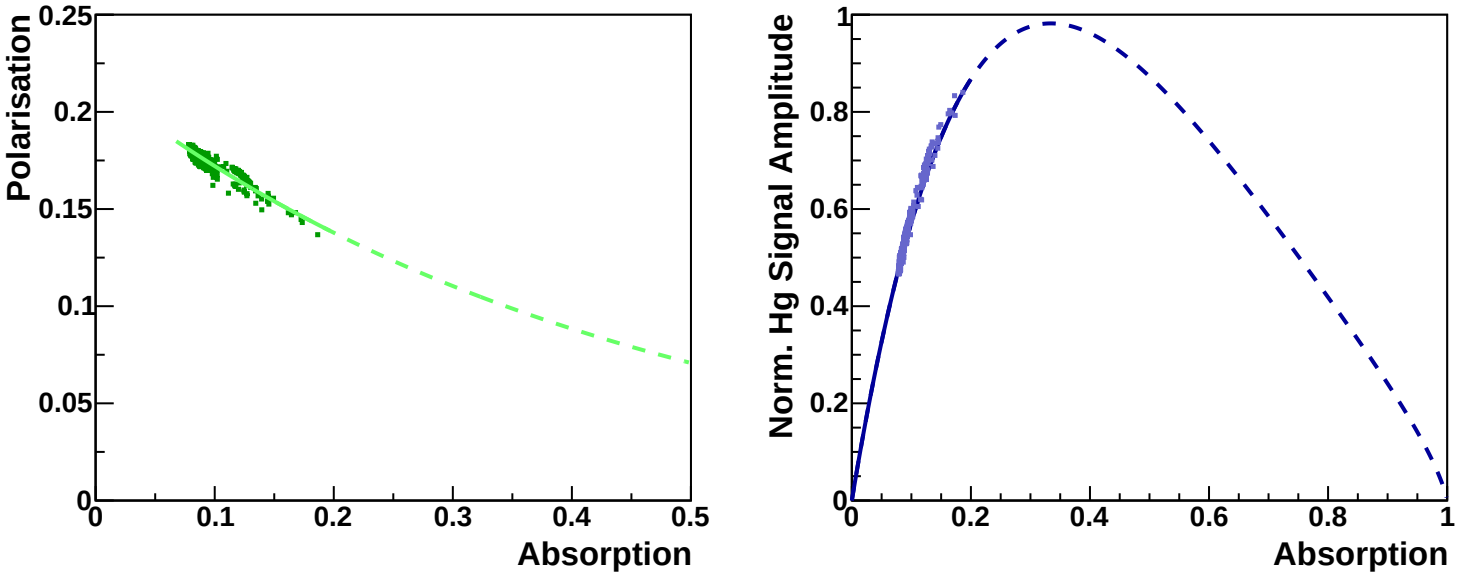

FIGURE 2.6 – Performance du co-magnétomètre ^{199}Hg typique. A gauche : Dépendance de la polarisation initiale de la vapeur de ^{199}Hg en fonction de l'absorption de la lumière au sein de la chambre de précession. La ligne(pointillée) correspond à un ajustement(extrapolation) des points de mesure : $P = 0.21\ e^{-A_{\text{abs}}/0.45}$. A droite : Amplitude du signal ^{199}Hg normalisée en fonction de l'absorption. La ligne correspond à l'expression (2.16) normalisée où $P = f(A_{\text{abs}})$ respecte la dépendance observée sur la fenêtre de droite. La partie pointillée est calculée à partir de (2.16) et de l'extrapolation de $P = f(A_{\text{abs}})$ à forte absorption.

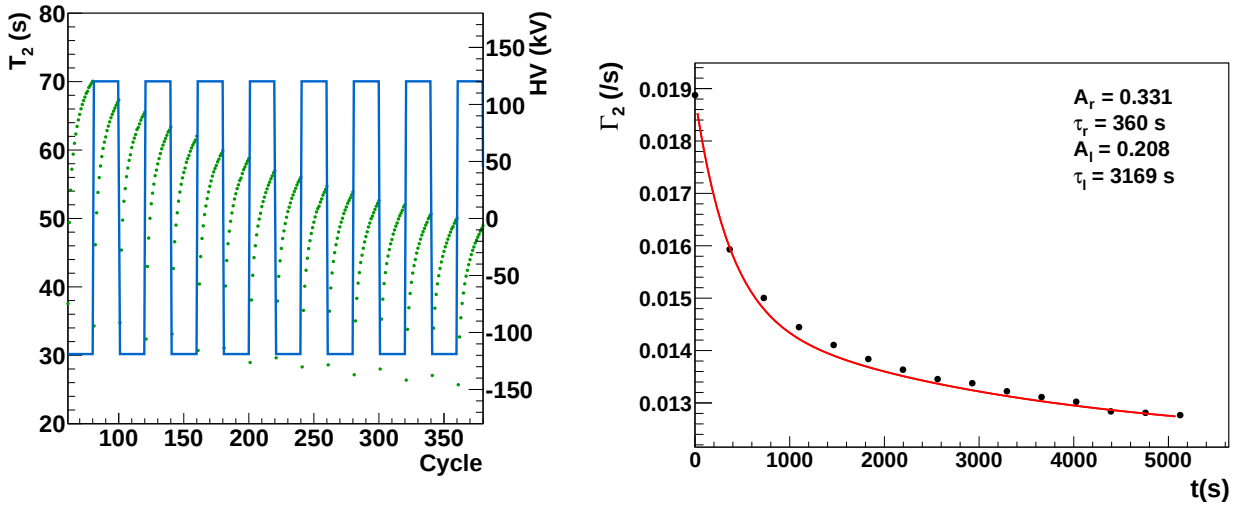

FIGURE 2.7 – A gauche : Dégradation du temps de cohérence des spins du ^{199}Hg sous l'effet de l'inversion de la polarité de la haute tension. A droite : Ajustement du taux de dépolarisation $G_2 = 1/T_2$ mesuré juste après une inversion du champ électrique par (2.17).

Pour tenter d'expliquer ce phénomène, rappelons que le temps de décroissance du signal ^{199}Hg est dominé par les collisions sur les parois donc par l'état de surface des parois. Il a été observé que le temps d'adsorption des atomes de ^{199}Hg influe sur leur taux de dépolarisation (Romalis et Lin, 2004). Lors de l'inversion du champ électrique, la haute tension chute de 130 kV à 0 kV avec une vitesse de 1 kV/s. Cette variation importante du potentiel électrique perturbe l'état de surface du matériau diélectrique isolant en polystyrène deutéré. Une hypothèse consiste à interpréter cette perturbation comme une désorientation des molécules possédant une susceptibilité diélectrique. Une fois le champ électrique établi à une valeur stable, les propriétés des matériaux relaxent avec des constantes de temps de l'ordre de la dizaine de minutes voir de l'heure, typique de la relaxation des matériaux diélectriques (Raju, 2003), pouvant expliquer la récupération du temps de dépolarisation.

L'impact de cet effet sur la sensibilité du co-magnétomètre ^{199}Hg est important car en prise de données nEDM, le champ électrique est régulièrement inversé. Cette dégradation du temps de cohérence des spins fait partie intégrante du plan de prise de données nEDM 2015-2016 qui sera détaillée dans le chapitre 4. Notons enfin qu'une procédure consistant à créer des décharges dans une atmosphère de 0_2 sous un fort champ électrique permet de "nettoyer" les surfaces de la chambre de précession. Celle-ci, appliquée entre environ 1 fois par semaine, permet de retrouver les performances initiales du co-magnétomètre.

Rapport signal sur bruit La sensibilité σ_{f_L} est inversement proportionnelle au rapport signal sur bruit $a(0)/\sigma_{\mathrm{bruit}}$ du co-magnétomètre.

Une mesure du bruit du signal a été réalisée pour différentes intensités lumineuses. Les points de mesure sont reportés sur la figure 2.8. On retire de cette étude deux informations essentielles. D'une part, à intensité lumineuse nulle, on observe un bruit électronique non négligeable. Cette composante est néanmoins relativement faible devant le bruit mesuré en fonctionnement normal ($\sim 16\%$). D'autre part, le bruit de la lampe ^{204}Hg augmente comme la racine carrée de l'intensité lumineuse et est donc limité par un bruit de photon. L'amplitude du signal étant proportionnelle à l'intensité lumineuse, une augmentation de celle-ci permet d'améliorer le rapport signal sur bruit en $\sqrt{I}/I$.

Cette amélioration est possible en remplaçant la lampe ^{204}Hg par un laser dont le flux de photons est bien supérieur. L'intégration d'un laser dans l'expérience nEDM à PSI a été étudié par Fertl (2013); Komposch en vue de tester ce mode de fonctionnement pour la phase n2EDM. Des mesures préliminaires, consistant à analyser le signal Hg par un faisceau lumineux produit par un laser, ont permis de démontrer qu'un rapport signal sur bruit 5 fois supérieur peut être atteint. Ce laser est en cours d'installation dans le hall expérimental.

Optimisation de l'analyse du signal ^{199}Hg La dernière quantité entrant dans la sensibilité après $a(0)/\sigma_{\mathrm{bruit}}$ et T_2 est le nombre de points de mesure $(N_1 + N_2)$ pris en compte dans l'analyse du signal ^{199}Hg. La méthode originale des deux fenêtres proposée par la collaboration RAL/Sussex, développée dans le but de prendre en compte les dérives de B_0 au cours du temps de précession, reposait sur la définition de deux fenêtres extrémales

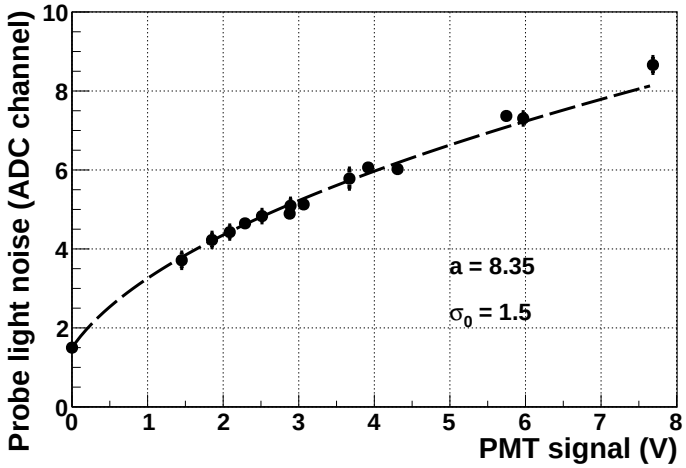

FIGURE 2.8 – Mesure du bruit au photomultiplicateur issus du flux de photons de l'ampoule ^{204}Hg en fonction de l'intensité lumineuse mesurée. La ligne en pointillée correspond à un ajustement des données par la fonction $\sqrt{aI + \sigma_0^2}$ où σ_0 est le bruit intrinsèque du PMT en l'absence de lumière, I est l'intensité lumineuse mesurée et a est un paramètre libre.

de 15 s, soit la prise en compte de 3000 points de mesure sur les 11000 enregistrés (Green et al., 1998). Cette stratégie, suffisante pour assurer la correction des dérives du champ magnétique avec précision à l'ILL, ne l'est plus à PSI compte tenu des performances accrue de la source UCN suisse, du temps de précession allongé et de la haute tension augmentée. La suite du chapitre décrit en détail la problématique reliée à l'analyse de ce signal et s'attache à présenter l'algorithme mis en œuvre en 2015 pour optimiser les paramètres N_1 et N_2.

2.2 Analyse du signal de précession

2.2.1 Introduction à la problématique : Exactitude vs précision

Pour introduire la problématique reliée à l'estimation de la fréquence de Larmor du ^{199}Hg dans la chambre de précession, considérons dans un premier temps une analyse basée sur l'ajustement du signal (2.15) par minimisation de χ^2, au moyen de la fonction u couvrant le signal dans son ensemble où :

$$u(t; f_\mathrm{L}, \phi, A, T_2) = Ae^{-t/T_2} \sin(2\pi f_\mathrm{L} t + \phi) \qquad (0 \leq t \leq T_\mathrm{p} = 180\mathrm{s}). \tag{2.18}$$

Pour rappel, les valeur typiques du signal ^{199}Hg sont $A \sim 20000$, $\sigma_\mathrm{bruit} \sim 30$, $T_2 \sim 90$ s, $f_\mathrm{L} \sim 8$ Hz.

On échantillonne le signal avec un pas de temps dt $= T_\mathrm{p}/N$ et on attribue à chaque points de mesure une erreur indépendante, d'amplitude σ_bruit. De façon générale, la précision ultime sur un paramètre issu de l'ajustement d'un modèle sur des données se calcule à partir de la borne de Cramer-Rao. Celle-ci est atteinte lorsque tous les points de mesure

d'un signal sont utilisés dans l'estimation du paramètre étudié, en l'occurrence dans notre cas la fréquence de Larmor f_{L}. Dans la suite nous notons cet estimateur $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$. La limite de Cramer-Rao se calcule à partir de la matrice de Fischer $I(\vec{\theta})$ où $\vec{\theta}$ représente le vecteur de paramètres à estimer :

$$I(\vec{\theta})_{ij} = \frac{1}{\sigma^2_{\mathrm{bruit}}} \sum_{k=1}^{N} \frac{\partial u(t_k;\vec{\theta})}{\partial \theta_i} \frac{\partial u(t_k;\vec{\theta})}{\partial \theta_j}. \tag{2.19}$$

Dans le cas spécifique du modèle 2.18, la borne de Cramer-Rao de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$, $\sigma^{\mathrm{CRLB}}_{f_{\mathrm{L}}} = I^{-1/2}_{f_{\mathrm{L}} f_{\mathrm{L}}}$ est obtenue en inversant la matrice de Fischer suivante :

$$I(\vec{\theta}) = \begin{pmatrix} I_{f_{\mathrm{L}} f_{\mathrm{L}}} & I_{f_{\mathrm{L}}\phi} & I_{f_{\mathrm{L}} A} & I_{f_{\mathrm{L}} T_2} \\ I_{\phi f_{\mathrm{L}}} & I_{\phi\phi} & I_{\phi A} & I_{\phi T_2} \\ I_{A f_{\mathrm{L}}} & I_{A\phi} & I_{AA} & I_{A T_2} \\ I_{T_2 f_{\mathrm{L}}} & I_{T_2\phi} & I_{T_2 A} & I_{T_2 T_2} \end{pmatrix}. \tag{2.20}$$

Les termes non-diagonaux, traduisant la covariance des paramètres, sont ici négligeables dans le calcul de $\sigma^{\mathrm{CRLB}}_{f_{\mathrm{L}}}$, hormis les termes $I_{\phi f_{\mathrm{L}}}$ et $I_{f_{\mathrm{L}}\phi}$. Pour supprimer la corrélation entre la fréquence et la phase du signal (2.15), il suffit de réaliser une translation en temps dans le terme oscillant "$\sin(2\pi f_{\mathrm{L}} t + \phi)$" qui minimise le terme $I_{\phi f_{\mathrm{L}}}$. Cette translation consiste à calculer le temps T' auquel :

$$\int_0^{T'} e^{-\frac{t}{T_2}} \mathrm{d}t = \int_{T'}^{T_{\mathrm{p}}} e^{-\frac{t}{T_2}} \mathrm{d}t. \tag{2.21}$$

Il en résulte : $T' = -T_2 \ \ln\left[\left(e^{-T_{\mathrm{p}}/T_2} + 1\right)/2\right]$. D'où l'on en déduit :

$$I_{f_{\mathrm{L}} f_{\mathrm{L}}} = \frac{1}{\sigma^2_{\mathrm{bruit}}} \sum_{k=1}^{N} (2\pi A(t_k - T'))^2 \ \exp(-2t_k/T_2) \ \cos^2(2\pi f_{\mathrm{L}}(t_k - T') + \phi). \tag{2.22}$$

Concrètement, la borne de Cramer-Rao du paramètre f_{L} s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma^{\mathrm{CRLB}}_{f_{\mathrm{L}}} &= I^{-1/2}_{f_{\mathrm{L}} f_{\mathrm{L}}} && (2.23) \\ &\approx \sigma_{\mathrm{bruit}} \left((2\pi A)^2 \left\langle t^2 \right\rangle_{T_{\mathrm{p}}} \left\langle \cos^2(2\pi f_{\mathrm{L}} t \right\rangle_{T_{\mathrm{p}}} \right)^{-1} && (2.24) \\ &\approx \sigma_{\mathrm{bruit}} \sqrt{\frac{3\mathrm{dt}}{2\pi^2 A^2}} \frac{1}{T_{\mathrm{p}}^{3/2}}, && (2.25) \end{aligned}$$

où $\langle t^2 \rangle_{T_{\mathrm{p}}} = T_{\mathrm{p}}^3/(3\mathrm{dt})$ et $\langle \cos^2(2\pi f_{\mathrm{L}} t) \rangle_{T_{\mathrm{p}}} = 1/2$ représentent les valeurs moyennes sur le temps de précession. Cette observation permet de décrire le comportement général de $\sigma^{\mathrm{CRLB}}_{f_{\mathrm{L}}} \propto 1/T_{\mathrm{p}}^{3/2}$ où l'on a $T_{\mathrm{p}} = N dt$.

On met en œuvre une simulation Monte-Carlo simple pour caractériser la performance de l'ajustement du signal Hg (2.15) par (2.18). Elle consiste à réaliser 50 tirages aléatoires du pseudo signal Hg, de fréquence de Larmor connue, notée $f_{\mathrm{L}}^{\mathrm{vrai}} = \frac{\gamma}{2\pi} B$, pour lesquels le bruit blanc $b(t)$, d'amplitude σ_{bruit}, est à chaque fois différent. Pour chaque tirage, un ajustement du signal bruité est réalisé. Au terme de cette simulation, trois quantités sont comparées :

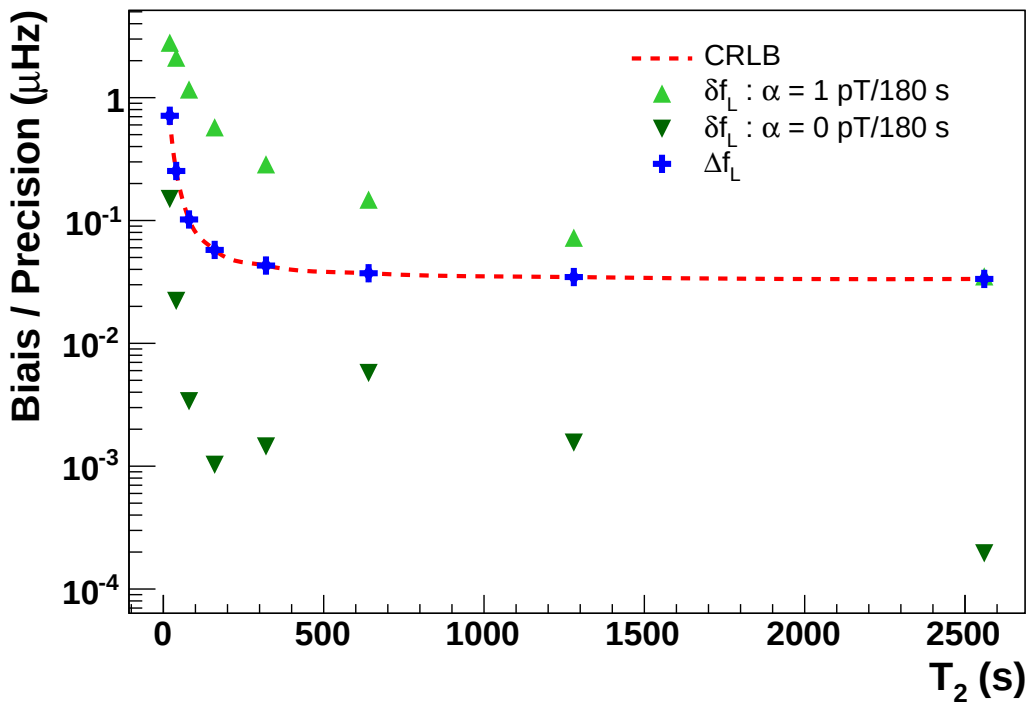

FIGURE 2.9 – Évolution du biais $|\delta f_{\mathrm{L}}|$ sur l'estimation de f_{L} en fonction du temps de décroissance T_2 du signal (2.10) pour une dérive nulle (▼) et de 1 pT/180 s (▲) du champ magnétique. Le biais est comparé à la précision statistique Δf_{L} (+) et à la borne de Cramer-Rao (− − −).

- δf_{L} le biais qui est la différence de la moyenne des distributions de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ et $f_{\mathrm{L}}^{\mathrm{vrai}}$
- Δf_{L} l'écart type de la distribution des $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$
- $\sigma_{f_{\mathrm{L}}}^{\mathrm{CRLB}}$ la précision ultime sur $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$

Deux cas de figure sont considérés pour aborder concrètement la problématique *exactitude vs précision* rencontrée dans l'analyse du signal ^{199}Hg :

1. Simulation puis ajustement du signal ^{199}Hg pour lequel le champ magnétique de $B = 1\ \mu$T est constant.
2. Même exercice avec une dérive linéaire du champ magnétique $\alpha = 1$ pT /180 s (valeur typiquement observée dans l'expérience nEDM). Dans ce cas, f_{L} n'est pas constante : $f_{\mathrm{L}}(t) = \frac{\gamma}{2\pi}B + \alpha t$, à comparer avec $f_{\mathrm{L}}^{\mathrm{vrai}} = \frac{\gamma}{2\pi}B + \alpha T_{\mathrm{p}}/2$.

La décroissance du signal ^{199}Hg, caractérisée par la constante de temps T_2, influence directement δf_{L} dans la mesure où le rapport signal sur bruit diminue avec le temps. En outre, on s'attend à ce que l'ajustement (2.18) pondère davantage le début du signal. Pour quantifier cette influence, l'écart de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ à la valeur vraie est tracé en fonction du temps de décroissance du signal sur la figure 2.9 dans les deux cas présentés plus haut.

Précision On constate sur cette figure que la précision Δf_{L} avec laquelle la fréquence de précession du signal est estimée atteint la borne de Cramer-Rao comme attendu. En effet, nous utilisons tous les échantillons dans l'ajustement du signal, maximisant l'information extraite.

Exactitude En l'absence de dérive du champ magnétique, on vérifie que l'estimateur de f_{L} est non biaisé $|\delta f_{\mathrm{L}}| \ll \Delta f_{\mathrm{L}}$ quelque soit le temps de décroissance du signal. Par contre en présence d'une dérive du champ magnétique, cette étude préliminaire met en évidence l'existence d'un biais largement supérieur à la précision. Ce biais se comprend par une sur-pondération des points de mesure à court temps de l'ajustement par rapport à la queue du signal et peut être de 5 à 10 fois supérieur à la précision pour une paramétrisation réaliste du signal Hg et du bruit.

La présence d'un biais dans l'estimation de la fréquence ^{199}Hg peut avoir deux conséquences lors du calcul du rapport $R = f_{\mathrm{n}}/f_{\mathrm{Hg}}$. Ce biais est relié à la présence de dérive du champ magnétique et son signe dépend de la tendance croissante ou décroissante de cette dérive. Dans la mesure où les fluctuations du champ magnétique B_0 sont décorrélées des cycles d'inversion de la direction du champ électrique (Fig. 1.17), δf_{L} introduit une source de fluctuation du rapport R supérieure à la précision statistique Δf_{L} et donc une perte de sensibilité de l'expérience sur d_{n}. D'autre part, si une dérive de B_0 coïncidait avec un cycle d'inversion du champ électrique, le risque serait de générer un faux EDM du neutron. Ce cas de figure n'est pas anodin de par la présence de l'expérience SULTAN à proximité du hall expérimental nEDM. Cet aimant produit localement un champ magnétique d'une dizaine de Telsa et est allumé et éteint tous les jours, occasionnant des variations de B_0 de l'ordre de 50 pT sur 50 min soit 3 pT/180 s. Une telle dérive se traduit, dans le cas d'une analyse "simple" du signal ^{199}Hg, par un biais de l'ordre de 3 μHz sur l'estimation de la fréquence de Larmor f_{L} et induirait ponctuellement une erreur systématique :

$$d_{\mathrm{n,faux}}^{\delta f} \sim \frac{\hbar \gamma_{\mathrm{n}} B_0 \delta f / f}{2E} \sim 3 \times 10^{-25}\ e\,\mathrm{cm}. \tag{2.26}$$

Cette considération extrême est bien sûr à relativiser car dans la réalité la corrélation des dérives de B_0 au champ électrique se moyenne à zéro sur une longue période de prise de données. Elle a néanmoins le mérite d'expliciter l'amplitude de l'effet.

En conclusion, il faut garder à l'esprit qu'un simple ajustement du signal ^{199}Hg par une sinusoïde exponentiellement décroissante ne permet pas de prendre en compte la dérive inévitable du champ magnétique et aboutit donc à un biais dans l'estimation de la fréquence de Larmor des atomes de ^{199}Hg. Pour prendre en compte cette dérive, il faut recourir à une méthode plus avancée.

2.2.2 La méthode des deux fenêtres

La collaboration RAL/Sussex/ILL a développé une méthode alternative permettant de prendre en compte la dérive du champ magnétique dans l'estimation de la fréquence de Larmor des atomes de ^{199}Hg tout en préservant une précision convenable. Le principe de la méthode décrite par Green et al. (1998) repose sur la minimisation du χ^2 de l'ajustement

du signal ^{199}Hg dans 2 fenêtres, d'une durée T_{w_1} et $T_\mathrm{p} - T_{w_2}$ respectivement, par les fonctions :

$$u_1(t; \tilde{f}_3, a_1, b_1, T_2) = e^{-\frac{t}{T_2}} \left[a_1 \cos(2\pi \tilde{f}_3 t) + b_1 \sin(2\pi \tilde{f}_3 t)\right] \quad (0 \leq t \leq T_{w_1}), \quad (2.27)$$

$$u_2(t; \tilde{f}_3, a_2, b_2, T_2) = e^{-\frac{t}{T_2}} \left[a_2 \cos(2\pi \tilde{f}_3 t) + b_2 \sin(2\pi \tilde{f}_3 t)\right] \quad (T_{w_2} \leq t \leq T_\mathrm{p}), \quad (2.28)$$

où $\tilde{f}_3$ est un paramètre fixe dont l'estimation est explicitée plus loin, et les paramètres libres sont l'amplitude $A_i = \sqrt{a_i^2 + b_i^2}$, T_2 et les deux phases $\phi_i = \arctan(b_i/a_i)$. L'estimation de la fréquence du signal est à présent fonction de la phase cumulée du signal, intégrant ainsi les fluctuations du champ magnétique :

$$\tilde{f}_\mathrm{L} = \frac{2\pi N_0 + \phi_2 - \phi_1}{2\pi T_\mathrm{p}}, \quad (2.29)$$

où N_0 est le nombre de passages ascendants du signal par zéro (Fig. 2.10). En reprenant le calcul de l'information de Fischer (2.19) sur le paramètre de phase, on trouve :

$$I_{\phi_1\phi_1} = \frac{1}{\sigma^2_\mathrm{bruit}} A^2 \sum_{k=1}^{N_1} e^{-2\frac{t_k}{T_2}} \cos^2(2\pi f_\mathrm{L} t_k + \phi) \approx \frac{1}{\sigma^2_\mathrm{bruit}} \frac{A^2 N_1}{2}, \quad (2.30)$$

$$I_{\phi_2\phi_2} \approx \frac{1}{\sigma^2_\mathrm{bruit}} \frac{A^2 e^{-2\tilde{T}/T_2} N_2}{2}, \quad (2.31)$$

où l'on considère $\sum_{k=1}^{N_i} \cos^2(2\pi f_\mathrm{L} t_k + \phi) = N_i/2$. Ainsi, l'erreur sur le paramètre $\tilde{f}_\mathrm{L}$ pour cette méthode se calcule comme suit :

$$\sigma^\mathrm{CRLB}_{f_\mathrm{L}} = \frac{\sigma_\mathrm{bruit}}{2\pi T_\mathrm{p}} \sqrt{I^{-1}_{\phi_1\phi_1} + I^{-1}_{\phi_2\phi_2}} \quad (2.32)$$

$$\approx \frac{\sigma_\mathrm{bruit}}{A} \frac{\sqrt{2}}{2\pi T_\mathrm{p}} \left(\frac{1}{N_1} + \frac{e^{2T_\mathrm{p}/T_2}}{N_2}\right)^{1/2}. \quad (2.33)$$

Si l'on compare ce comportement à la méthode décrite précédemment, le fait de conserver la cohérence du signal en fixant la même fréquence dans l'ajustement des deux fenêtres assure que $\Delta f_\mathrm{L} \propto 1/T_\mathrm{p}$. Cependant, la non prise en compte d'une partie du signal dégrade les performances de la méthode. La collaboration RAL/Sussex avait convenu d'une durée fixe de 15 s pour les deux fenêtres ajustées, suffisante pour que la connaissance du rapport $f_\mathrm{n}/f_\mathrm{Hg}$ soit principalement limitée par la statistique neutron. Dans l'optique d'améliorer les performances du co-magnétomètre ^{199}Hg, la suite de ce chapitre est dédiée à la mise en place d'un algorithme permettant d'optimiser la durée des fenêtres de façon à faire le meilleur compromis entre précision et exactitude.

2.2.3 Mise en œuvre de l'ajustement du signal

La première étape de l'algorithme d'analyse du signal de précession ^{199}Hg consiste à rechercher la taille de la seconde fenêtre d'ajustement N_2 sachant que $T_{w_1} = N_1 dt$ est

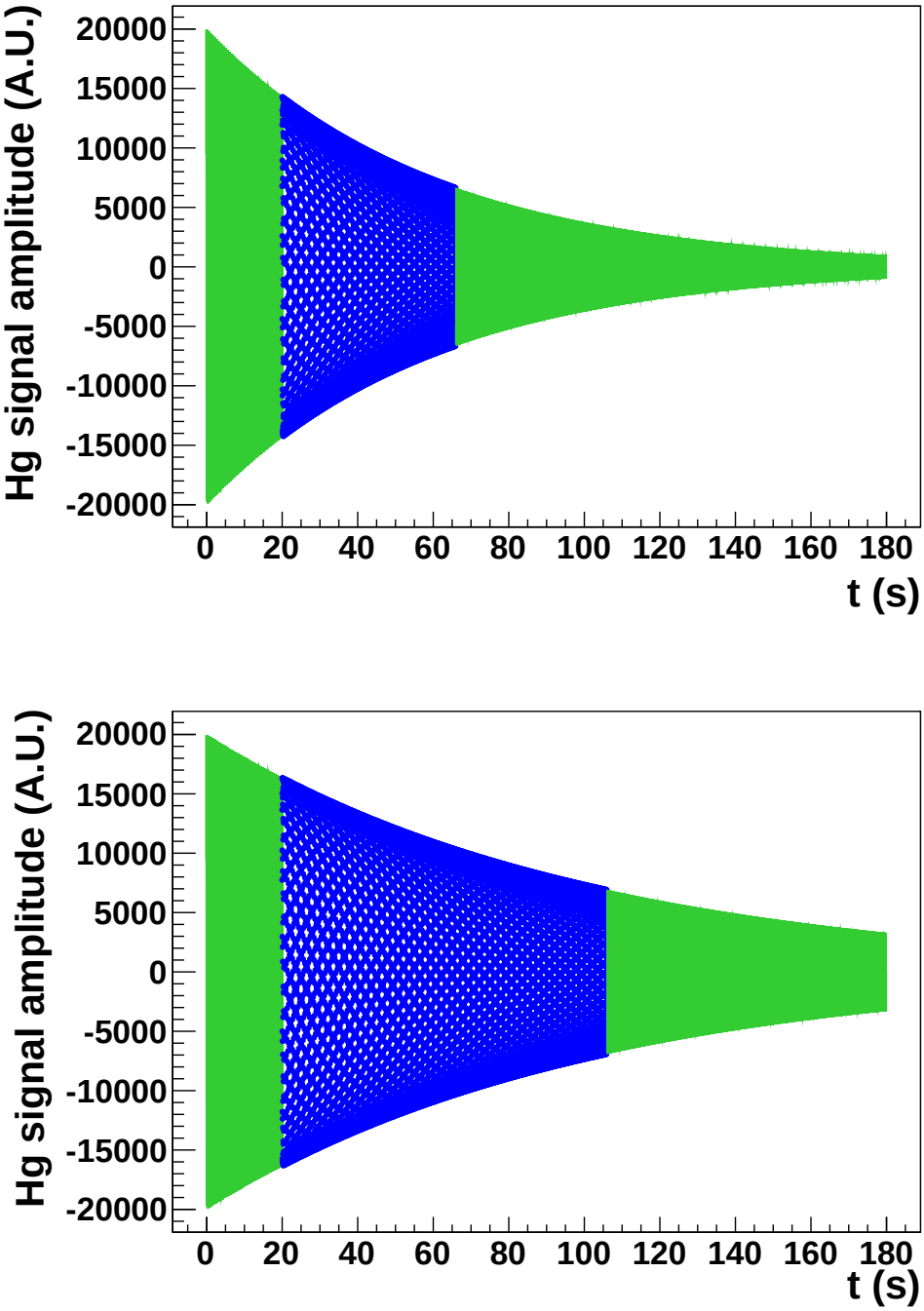

FIGURE 2.10 – Illustration de la méthode des 2 fenêtres sur un signal Hg simulé avec optimisation de leur durée. Double ajustement du signal avec $T_2 = 60$ s (en haut) et $T_2 = 100$ s (en bas).

initialement fixé. Pour ce faire, on cherche la condition qui optimise le poids statistique des deux fenêtres [1] :

$$\int_0^{T_{w_1}} |Y(t;T_\mathrm{p},T_2,A,\sigma)|\mathrm{d}t = \int_{T_{w_2}}^{T_\mathrm{p}} |Y(t;T_\mathrm{p},T_2,A,\sigma)|\mathrm{d}t. \tag{2.34}$$

Théoriquement, cela donne :

$$T_{w_2} = -T_2 \ln\left(1 + e^{-\frac{T_\mathrm{p}}{T_2}} - e^{-\frac{T_{w_1}}{T_2}}\right). \tag{2.35}$$

Ce calcul optimisé de la durée de la seconde fenêtre permet d'améliorer par facteur 2 ou 3 la sensibilité sur l'estimation de f_Hg par rapport à l'algorithme initial, ou les fenêtres sont fixes. Les estimateurs de A, T_2 et ϕ sont calculés via les expressions suivantes :

$$\tilde{T}_2 = \frac{t_{N-N_{cut}} - t_{N_{cut}}}{\ln\left(\frac{\sum_{i=N_{cut}}^{2000} |Y(i)|}{\sum_{i=N-N_{cut}-2000}^{N-N_{cut}} |Y(i)|}\right)}, \tag{2.36}$$

$$\left.\begin{aligned} \tilde{A} &= e^{\frac{T_{cut}}{\tilde{T}_2}} \times \mathrm{Max}[Y(t > T_{cut})] \\ \tilde{\phi} &= \arcsin\left(\frac{Y(N_{cut} - N_\phi)}{\tilde{A} e^{-\frac{t_{N_{cut}} - t_{N_\phi}}{\tilde{T}_2}}}\right) \end{aligned}\right\} \quad \begin{aligned} \tilde{a} &= \tilde{A}\sin\tilde{\phi} \\ \tilde{b} &= \tilde{A}\cos\tilde{\phi} \end{aligned},$$

avec N_cut le nombre de points exclus du signal pour supprimer le régime transitoire induit par le filtre et N_ϕ le nombre de points permettant de se ramener au niveau de la phase du signal à $t = 0$.

Comme nous l'avons vu, la méthode des deux fenêtres repose sur le suivi de la phase du signal Hg au cours du temps, ce qui requiert de fixer le paramètre $\tilde{f}_3$ des fonctions (2.27) et (2.28). Il est donc essentiel que ce paramètre soit préalablement estimé avec une précision suffisante pour que la minimisation de χ^2 des ajustements converge. La stratégie retenue pour son estimation se déroule en 3 étapes préliminaires, avant le calcul de la valeur finale $\tilde{f}_\mathrm{L}$:

1. $\tilde{f}_1 = N_0/T_\mathrm{p}$ avec N_0 le nombre de 0 croisés par le signal montant ($\sigma_f/f \sim 100$ ppm)

2. ajustement du signal dans son ensemble par $v(t) = A\exp(-t/T_2)\sin(2\pi\tilde{f}_2 + \phi)$ avec $\tilde{f}_2$ en paramètre libre ($\sigma_f/f \sim 0.1$ ppm avec possible biais $\delta f/f \sim 0.2$ ppm)
   $\hookrightarrow \tilde{f}_2$

3. 1er ajustement du signal par la méthode des 2 fenêtres avec $\tilde{f}_2$ comme estimateur fixe de la fréquence ($\sigma_f/f \sim 0.1$ ppm avec possible biais $\delta f/f < 0.2$ ppm)
   $\hookrightarrow \tilde{f}_3 = (2\pi N_0 + \tilde{\phi}_2 - \tilde{\phi}_1)/2\pi T_\mathrm{p}$

1. L'équilibre du poids statistique des deux fenêtres consisterait à rechercher l'égalité du carré des signaux. Cependant, cela aboutirait à la situation non optimal d'une première fenêtre très étroite du fait de la décroissance du signal.

4. 2d ajustement du signal par la méthode des 2 fenêtres avec $\tilde{f}_3$ comme estimateur fixe de la fréquence
$\hookrightarrow \tilde{f}_{\mathrm{L}} = \dfrac{2\pi N_0 + \phi_2 - \phi_1}{2\pi T_{\mathrm{p}}}$.

Une illustration de la méthode d'ajustements des deux fenêtres du signal Hg simulé selon (2.15) est donnée sur la figure 2.10. Les deux cas proposés, avec deux temps de décroissance du signal différents, mettent en évidence l'optimisation de la durée de la seconde fenêtre en accord avec (2.35).

L'étude introductive de l'analyse du signal Hg a été réalisée de manière simplifiée dans le but de se familiariser avec les notions d'exactitude et de précision. Pour étudier les performances de l'algorithme d'analyse qui vient d'être présenté, j'ai développé une simulation Monte-Carlo plus avancée. En effet, le traitement complet du signal ^{199}Hg nécessite la prise en compte du filtre passe-bande situé en amont de l'ADC 16-bits, qui, comme nous le verrons plus loin, joue un rôle important dans l'analyse. La simulation commence donc par la génération du signal ^{199}Hg non filtré (2.15) noté X.

2.2.4 Validation par méthode Monte-Carlo

Comme nous l'avons vu précédemment, toute dérive du champ magnétique peut potentiellement mener à un biais non négligeable de l'estimateur de f_{L}. Le co-magnétomètre ^{199}Hg étant l'outil de mesure du champ magnétique le plus fiable au niveau de précision de l'expérience nEDM ($\sigma f_{\mathrm{Hg}}/f_{\mathrm{Hg}} \sim 10^{-7}$), aucune calibration ne peut être réalisée. Une simulation Monte-Carlo est donc réalisée pour étudier le biais et la précision de la méthode détaillée plus haut et ce pour différentes performances du co-magnétomètre ainsi que différentes dérives du champ magnétique.

Le signal de précession initial $X(t)$, échantillonné à 100 Hz, est généré selon l'expression :

$$X(t_i) = A_0 + A_1 \exp\left(-\frac{t_i}{T_2}\right) \sin(\phi(t_i)) + b(t_i), \tag{2.37}$$

où A_0 et A_1 sont les amplitudes constantes DC et AC du signal, T_2 est le temps de dépolarisation transverse, $\phi(t)$ est la phase accumulée du signal et enfin $b(t)$ est l'amplitude du bruit blanc gaussien d'écart type σ_X. La phase du signal est directement reliée au champ magnétique :

$$\phi(t) = \gamma_{\mathrm{Hg}} \int_0^t B(t')\mathrm{d}t' = \gamma_{\mathrm{Hg}}(\alpha t^2 + B_0 t) + \phi_0, \tag{2.38}$$

où α représente la dérive linéaire du champ magnétique par unité de temps, paramètre variable de l'étude ($\alpha \sim 0.1 - 1$ pT/180 s), et B_0 le champ magnétique principal ($B_0 =$ 1035 nT). La procédure suivie au cours de la simulation Monte-Carlo du signal ^{199}Hg est présentée sur la figure 2.11. Dans un premier temps, un bruit blanc gaussien est filtré pour obtenir l'amplitude du bruit σ_Y en sortie du filtre. Ensuite, le signal d'entrée $X(t)$ est à son tour filtré. Le filtre implémenté dans le module d'acquisition de l'expérience nEDM est la somme de 2 filtres passe-bande *Multiple Feedback* ($Q = 5$ et $\omega_0 = 2\pi \times 7.855$ rad)

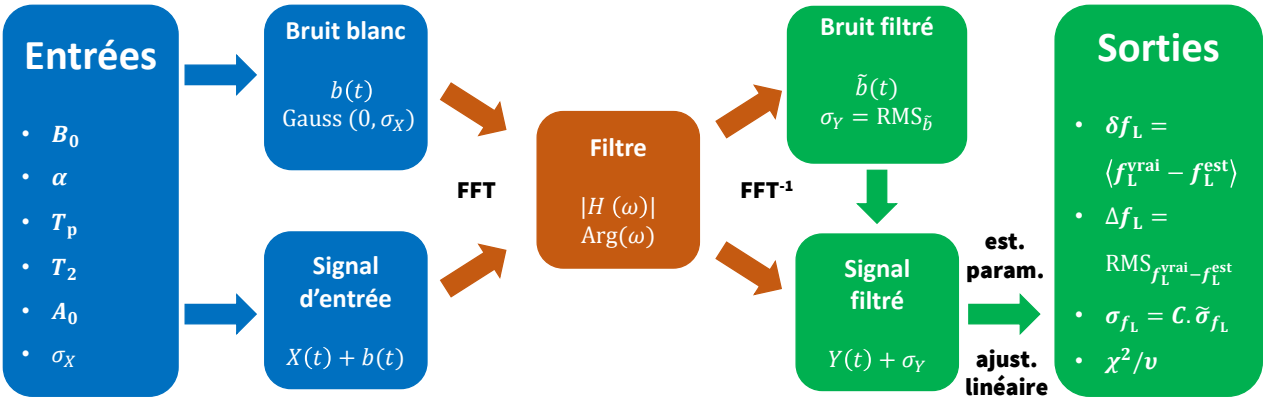

FIGURE 2.11 – Vue schématique de la procédure de simulation du signal ^{199}Hg filtré.

connectés en série et dont la fonction de transfert $H(\omega)$ peut être approximée par :

$$|H(\omega)| = \frac{1}{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}. \tag{2.39}$$

Le signal en sortie du filtre est noté $Y(t_k)$ et l'erreur attribuée à chaque point de mesure est σ_Y. Le régime transitoire du début et de la fin du signal induit par la présence du filtre est enlevé ($t_{\mathrm{cut}} = 2$ s). Pour toutes les séries en temps simulées, le temps de précession est fixé à 180 s. Enfin, le signal ^{199}Hg filtré peut être analysé en suivant l'algorithme décrit dans la section précédente.

L'espace des paramètres sondé dans cette étude, qui se base sur les performances moyennes observées du co-magnétomètre ^{199}Hg durant la prise de données 2015, est listé ci-dessous :

Amplitude (U.A.)	$[10000; 12500; 15000; 17500; 20000]$
T_2 **(s)**	$[50; 62.5; 75; 87.5; 100]$
Dérive (pT/180 s)	$[0.1; 0.4; 0.7; 1.0]$
T_{w1} **(s)**	$[5; 10; 15; 20]$
Bruit (U.A.)	$[5; 10]$

En guise d'exemple, la figure 2.12 permet de comparer le résultat de l'estimation de f_{L} en terme de biais et d'incertitude en absence et en présence d'une dérive linéaire de champ magnétique. A noter que la précision atteinte dans les conditions de cette simulation, c'est à dire l'écart-type de la distribution de l'écart de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ à la valeur vraie est en accord avec

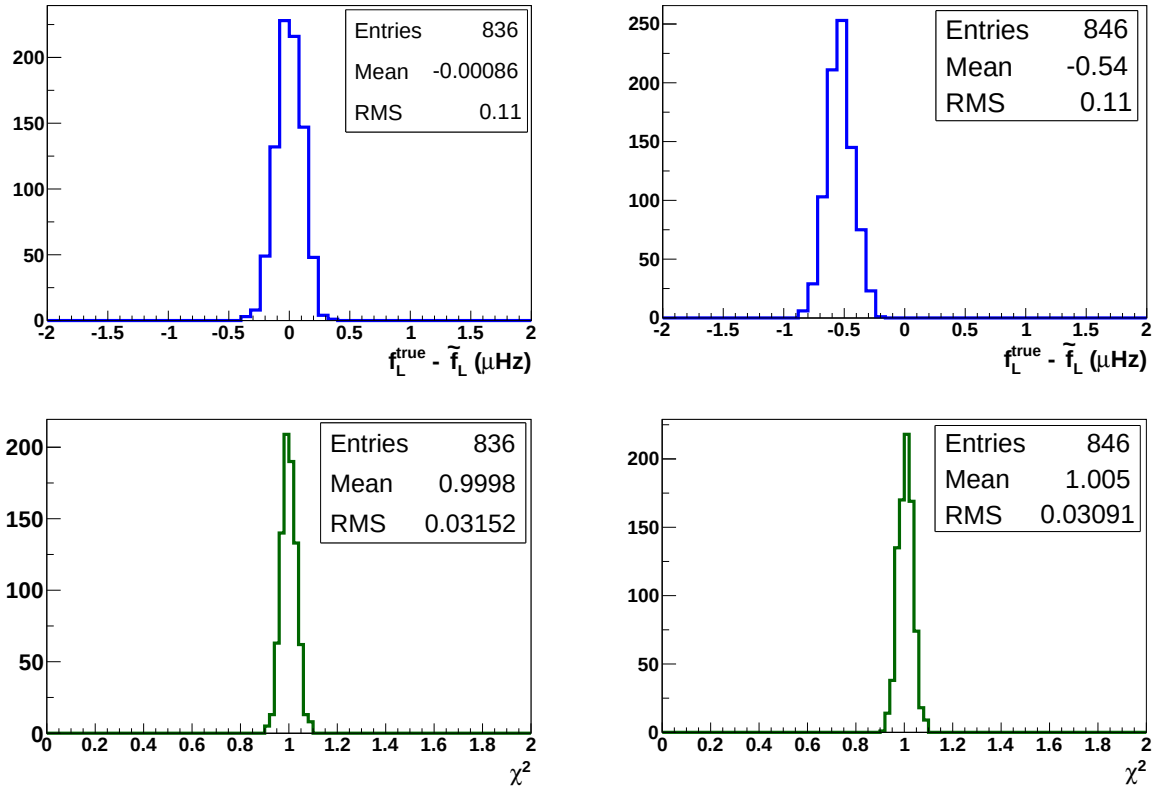

FIGURE 2.12 – Histogrammes représentant les distributions (en haut) : l'écart type de la distribution de l'écart de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ à la valeur vraie ; (en bas) du χ^2 réduit du dernier ajustement pour $A = 20000$, $\sigma_{\mathrm{bruit}} = 30$, $T_2 = 100$ s, $T_{\mathrm{p}} = 180$ s et $T_{w1} = 20$ s. A gauche, les résultats en l'absence de dérive de champ magnétique montrent que la procédure d'estimation de f_{L} est non biaisée, à droite, lorsque $\delta B = 1$ pT, l'estimateur est biaisé pour cette paramétrisation (il faudrait ici réduire la taille de la fenêtre d'ajustement T_{w1}).

la prédiction théorique (2.33) $\sigma_{f_{\mathrm{L}}}^{\mathrm{CRLB}} = 0.11$ μHz. En présence d'une dérive de B_0 de 1 pT/180 s, le biais est ici $\delta f_{\mathrm{L}} \sim 0.5\mu$Hz, contre 1μHz en appliquant la procédure d'estimation vue dans la partie introductive (Sec. 2.2.1, se référer au point $T_2 = 100$ s sur la figure 2.9), soit une amélioration par facteur 2 sur l'exactitude de l'estimation de f_{L}. Sur la figure 2.13, chaque point de l'espace des paramètres a été identifié comme "autorisé" si le critère : $\delta f_{\mathrm{L}} < \Delta f_{\mathrm{L}}$ est respecté. Comme nous le voyons, malgré l'amélioration de la procédure d'analyse du signal de précession par rapport à un simple ajustement du signal entier, certaines configurations mènent à une estimation biaisée de f_{L} en cas de dérive du champ magnétique. Néanmoins, une large partie de l'espace des paramètres accessibles dans l'expérience nEDM permet d'atteindre une précision relative sur l'estimation de la fréquence de Larmor comprise entre 0.01 et 0.1 ppm (à comparer avec $\sigma_{f_{\mathrm{n}}}/f_{\mathrm{n}} \sim 0.5$ ppm).

Les résultats de cette simulation seront utilisés ultérieurement pour l'analyse des signaux enregistrés en 2015 dans le cadre de la mesure de l'EDM du neutron afin d'optimiser la largeur des fenêtres d'ajustement (Sec. 4.4.1.2).

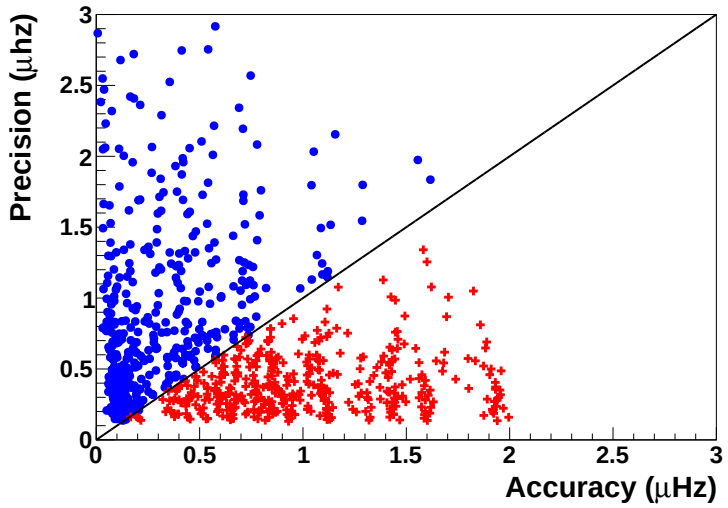

FIGURE 2.13 – Balayage de l'espace des paramètres de la simulation Monte-Carlo. Les points (•) représentent les points "autorisés", c'est à dire les configurations où le biais de l'estimateur δf_{L} est inférieur à la précision Δf_{L}. Les points (+) se situent dans l'espace des paramètres "interdit".

2.3 Effet du filtre sur le signal ^{199}Hg

La présence du filtre passe-bande a été justifiée lors de la présentation générale du co-magnétomètre (Sec. 2.1.1). La raison initiale pour laquelle sa fonction de transfert est aussi resserrée ($Q = 5$) autour de la fréquence de résonance à 8 Hz est de réduire l'amplitude du bruit. Dans cette section, une étude quantitative des conséquences du filtre sur l'estimation de la fréquence du signal de précession ^{199}Hg est présentée en termes de biais induit et de précision. Pour mener cette étude, nous introduisons ici un nouveau paramètre, σf_{L}, qui est l'erreur sur $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ issue de la minimisation de χ^2 de l'ajustement des fonctions u_1 et u_2 sur le signal Hg (à différencier de Δf_{L}), seule estimation disponible de l'incertitude sur la fréquence de Larmor lors de l'analyse d'un signal Hg mesuré.

2.3.1 Corrélation induite du bruit

Une discussion s'impose quant à l'influence du filtre passe-bande sur l'estimation de l'erreur attribuée à chaque point de mesure, notée σ_Y. Le signal consiste en une mesure ponctuelle de N points échantillonnés toutes les 10 ms. Pour assigner une erreur à ces N points de mesure, le bruit du photomultiplicateur est enregistré pendant une durée typique de 5 s avant la séquence de basculement du champ magnétique (Fig. 2.2). Chaque point de mesure se voit attribuer une barre d'erreur égale à l'écart type du bruit filtré. Cet écart-type est environ 6 fois inférieur à celui du bruit blanc en entrée du filtre (Fig. 2.14). Or comme le montre le résultat d'une simulation (Fig. 2.15), l'écart type de la distribution des fréquences estimées est environ 6 fois plus large que la valeur moyenne des erreurs obtenue par minimisation du χ^2 de l'ajustement des données simulées. Cette différence provient en fait de la corrélation du bruit induite par le filtre. Sans prise en compte de cette corrélation, nous voyons que la minimisation de χ^2 sous-estime significativement l'erreur attribuée à f_{L}.

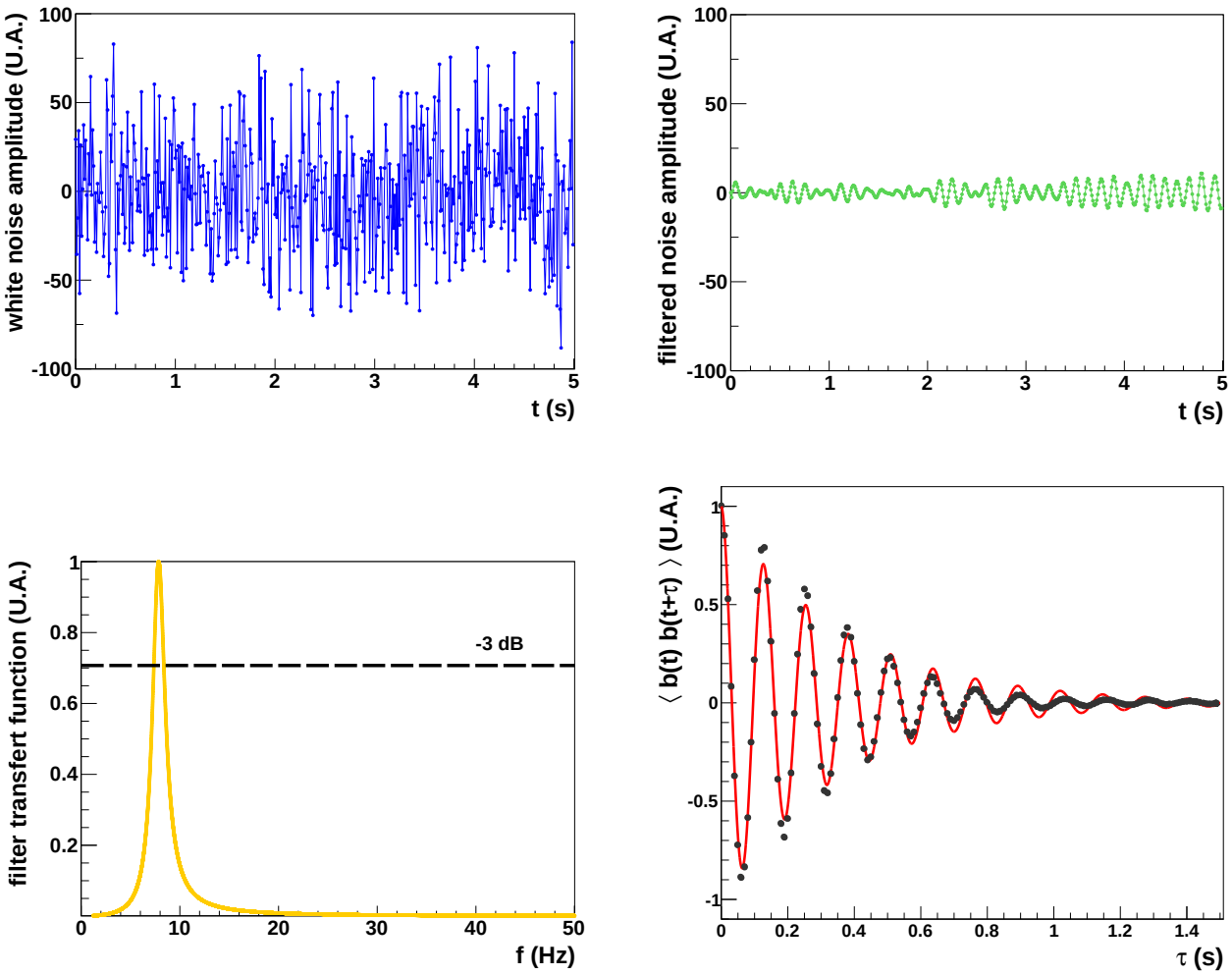

FIGURE 2.14 – En bleu : Forme du signal blanc gaussien simulé en entrée du filtre passe bande. En vert : Amplitude du bruit simulé en sortie du filtre. En orange : Fonction de transfert du filtre passe bande centré sur la fréquence de résonance $f_0 = 7.855$ Hz et de largeur $Q = 5$. En rouge, fonction d'auto-corrélation h du bruit filtré (non ajustée), les points noirs représentent la moyenne de la corrélation du bruit de 639 cycles de mesure enregistrés en août 2015 (run 10057).

Afin de quantifier la corrélation du bruit filtré, un détour par la fonction d'auto-corrélation h du filtre passe-bande est nécessaire. En effet, le bruit étant blanc en entrée du filtre, la seule source possible de corrélation du bruit est le filtre. La fonction d'auto-corrélation h correspond à la transformée de Fourier de la fonction de transfert du filtre $H(\omega)$ (pour simplifier son expression, la fonction de transfert du filtre passe-bande du module électronique (2.39) peut être approximée par celle d'un unique filtre passe-bande de largeur réduite (Fig. 2.14)) :

$$h(t) = \mathrm{TF}[H(\omega)](t) = e^{-\frac{\omega_0}{2Q}t} \cos\left(\frac{\omega_0}{2Q}\sqrt{4Q-1}t\right)\Big|_{Q>0.5}. \tag{2.40}$$

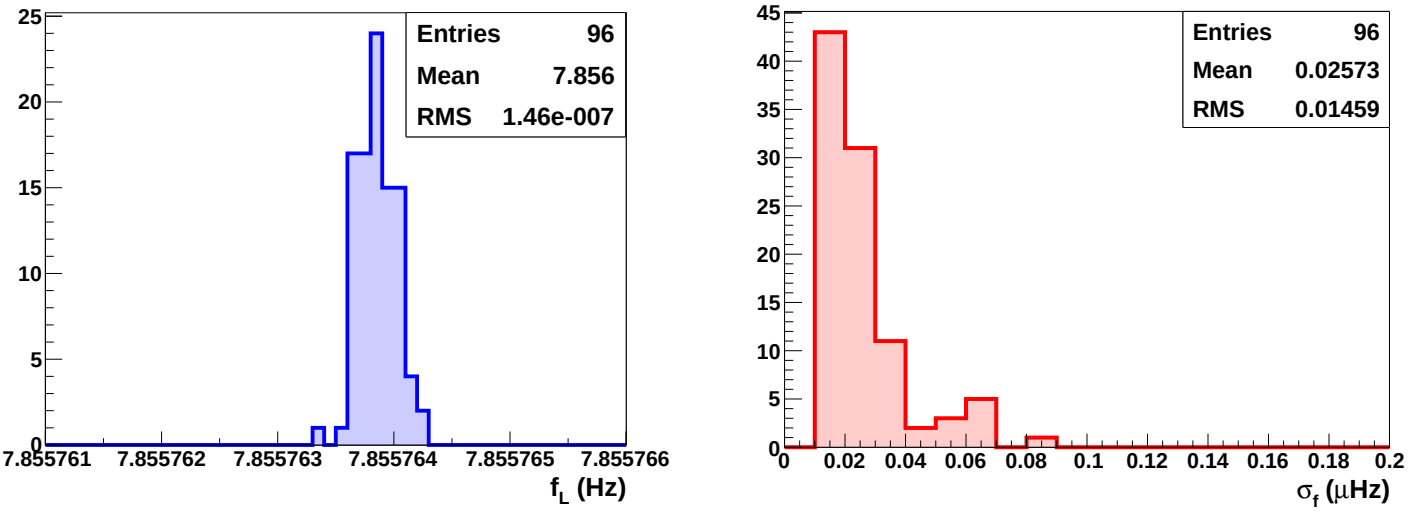

FIGURE 2.15 – Histogrammes de sortie de l'algorithme de simulation présenté sur la figure 2.11. A gauche, distribution des fréquences. A droite, distribution des erreurs issues de la minimisation du χ^2 de l'ajustement du signal filtré. L'erreur *vraie* correspond au RMS de la distribution des fréquences ($\Delta f_{\mathrm{L}} = 0.15$ μHz). L'erreur *estimée* est la moyenne de la distribution des erreurs issues de l'ajustement du signal $\sigma f_{\mathrm{L}} = 0.026$ μHz. Un facteur 6 entre ces deux valeurs est visible ici (attention : RMS en Hz et σ_f en μHz).

Sur la figure 2.14, l'expression (2.40) est comparée à l'auto-corrélation du bruit [2] :

$$\langle b(t)b(t+\tau)\rangle = \frac{1}{N-k}\sum_{i=1}^{N-k} b(t_i)b(t_{i+k}), \tag{2.41}$$

où $\tau = k.dt$, avec dt, le pas de temps d'échantillonnage de 10 ms du signal. Le bon accord entre la forme théorique de l'auto-corrélation du bruit et les données confirme la compréhension de l'origine de la réduction factice du bruit $\frac{\sigma_Y}{\sigma_X}$. Cela a comme conséquence a priori inattendue qu'en dehors de la suppression du bruit haute fréquence et du niveau DC nécessaire pour l'acquisition du signal par l'ADC 16-bit, le filtre n'améliore pas le rapport sur bruit. La correction de l'erreur de l'ajustement due à la corrélation du bruit est tracée en fonction du facteur de qualité Q du filtre passe-bande sur la figure 2.16. Dans la suite du document, l'erreur estimée à partir de la minimisation de χ^2 de l'ajustement des deux fenêtres du signal Hg sur le paramètre $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ est implicitement prise en compte en multipliant l'erreur de l'ajustement par le facteur $C(Q=5) = 6$:

$$\sigma_{f_{\mathrm{L}}} = C\tilde{\sigma}_{f_{\mathrm{L}}}. \tag{2.42}$$

2.3.2 Influence de la phase du filtre sur le signal

La phase du filtre associée à la fonction de transfert 2.39 est décrite par :

$$\mathrm{Arg}[H(\omega)] = -2\arctan\left[Q\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)\right]. \tag{2.43}$$

2. Bruit issu d'une séquence de mesure prise en 2015

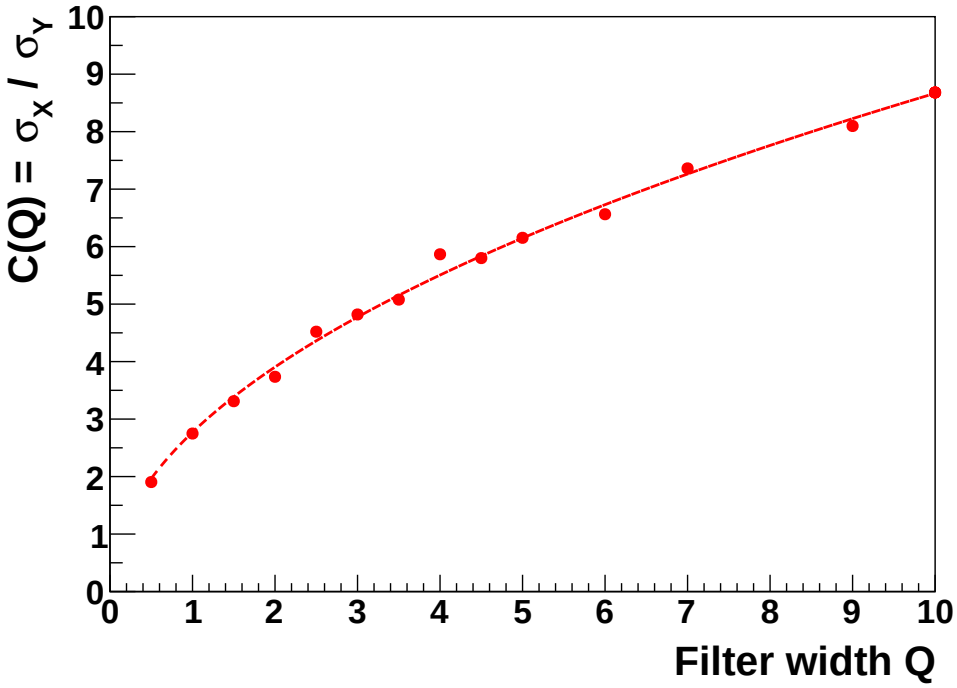

FIGURE 2.16 – Dépendance, issue de la simulation Monte-Carlo, de la réduction de l'amplitude du bruit (•) avec le facteur de qualité Q du filtre passe-bande. La ligne correspond à un ajustement par une loi de puissance $\frac{\sigma_Y}{\sigma_X}(Q) = 2.73 \times \sqrt{Q}$ pour donner la tendance.

Cette phase, bien que très petite ($\omega \approx \omega_0$), s'ajoute à la phase du signal ^{199}Hg filtré et une dérive de champ magnétique au cours du temps implique : $\omega \to \omega + \delta\omega$ avec $\delta\omega = \gamma_{\mathrm{Hg}}\delta B$. La méthode d'analyse du signal de précession reposant sur la comparaison de la phase initiale et finale du signal (Eq. 2.29), la phase du filtre induit un biais supplémentaire sur l'estimation de la fréquence de Larmor du ^{199}Hg.

Pour quantifier le déphasage $\delta\phi_{\mathrm{filtre}}$ induit par une dérive de champ magnétique, considérons le développement limité de 2.43 autour de ω_0 :

$$\begin{aligned}
\mathrm{Arg}[H(\omega)]|_{\omega_0} &\approx -2Q\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right), && (2.44)\\
\delta\phi_{\mathrm{filtre}} &= \mathrm{Arg}[H(\omega+\delta\omega)]|_{\omega_0} - \mathrm{Arg}[H(\omega)]|_{\omega_0}, && (2.45)\\
\delta\phi_{\mathrm{filtre}} &\approx \frac{4Q}{\omega_0}\delta\omega. && (2.46)
\end{aligned}$$

L'ajout de (2.46) à (2.29) permet de relier directement le biais induit par la phase du filtre à son facteur de qualité et au décalage en fréquence du signal ^{199}Hg dû à la dérive de champ magnétique δB :

$$\delta_{\mathrm{filtre}} f_{\mathrm{L}} = \gamma_{\mathrm{Hg}} \frac{4Q}{\omega_0} \frac{\delta B}{2\pi T_{\mathrm{p}}}. \qquad (2.47)$$

Dans l'expérience nEDM@PSI : $Q = 5$, $\omega_0 = 7.855$ Hz, $T_{\mathrm{p}} = 180$ s et les dérives de champ magnétique sont typiquement de 1 pT par cycle. Il en ressort donc la limite $\delta_{\mathrm{filtre}} < 0.02\ \mu$Hz, soit une valeur bien inférieure à la précision couramment obtenue sur f_{L}.

2.3.3 Validité de l'approximation harmonique

Dans cette partie, la validité de l'approximation harmonique du signal ^{199}Hg (2.10) sur l'estimation de la fréquence de Larmor de précession f_{L} est discuté. En effet, cette approximation se justifie principalement car les absorptions mises en jeu sont supposées faibles : $n_{\mathrm{at}}\sigma_{204}l_{\mathrm{prec}} \sim 0.1$. Dans Fertl (2013), il a été montré que cette absorption de la lumière de l'ampoule ^{204}Hg est en réalité sous-estimée du fait de la présence d'isotopes du ^{199}Hg dans la poudre de monoxyde de Hg et de la non résonance d'une partie de la lumière émise (auto-absorption de la lumière au sein de l'ampoule). La condition $n\sigma_{204}l_{\mathrm{prec}} \ll 1$, permettant le développement linéaire de (2.10), n'est en réalité pas assurée.

Nous nous intéressons donc ici à faire varier $\rho = n_{\mathrm{at}}\sigma_{204}l_{\mathrm{prec}}$ dans l'expression :

$$I(t) \quad = \quad I_0 e^{-\rho} \exp\left(-\rho e^{-\frac{t}{T_2}} \sin\left(2\pi f_{\mathrm{L}} t + \phi\right)\right) + b(t). \tag{2.48}$$

Sur les figures 2.17, les signaux simulés selon (2.48) en entrée et en sortie du filtre passe bande Q = 5, sont représentés pour des absorptions de 10% ($\rho = 0.1$) et 40% ($\rho = 0.5$). Avant le filtre, en plus d'une réduction de l'amplitude du signal (à intensité lumineuse constante), la présence d'une forte absorption déforme significativement le signal pour $\rho \gtrsim 0.1$ du fait de la contribution des harmoniques supérieures (termes proportionnels à $\sin(2\omega_{\mathrm{L}})$ non négligeables dans le développement de l'exponentielle (2.48)). La présence du filtre passe-bande permet cependant de supprimer les composantes supérieures ou égales à $3\omega_{\mathrm{L}}$ et atténue par facteur 60 les modes $2\omega_{\mathrm{L}}$, si bien qu'à forte absorption, l'approximation harmonique de (2.48) peut être envisagée. La raison pour laquelle il est préférable de se placer dans une telle approximation se trouve dans l'estimation des erreurs sur les phases des ajustements des deux fenêtres. En effet, les fonctions (2.27) et (2.28) sont linéaires dans les paramètres a_i et b_i. Dans l'hypothèse où le premier terme anharmonique de (2.48) devient non négligeable, la mise en œuvre de la méthode des 2 fenêtres nécessiterait alors le recourt à des fonctions d'ajustements non linéaires dans les paramètres d'amplitude A_i et de phase ϕ_i, compliquant l'estimation de l'erreur sur l'estimateur de la fréquence de Larmor.

Etude avec le filtre actuel $Q = 5$ Dans un premier temps, la simulation Monte-Carlo présentée en 2.2 est utilisée pour ajuster (2.48) par (2.27) et (2.28) dans le cas où le facteur de qualité du filtre est $Q = 5$. La figure 2.18 présente les résultats de ces simulations, d'une part en terme de biais et d'autre part en terme de précision sur l'estimateur $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$. On constate que le biais de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ est constant pour toute valeur de ρ comprise entre 0% et 50% et qu'il est un ordre de grandeur inférieur à la précision de cet estimateur. Cela permet de conclure que le filtre $Q = 5$ "met en forme" le signal quelque soit l'absorption sans pour autant induire de biais systématique dans l'estimation de f_{L} et permet de simplifier l'interprétation de l'analyse du signal ^{199}Hg [3].

Importance du choix du filtre Après avoir validé l'approximation harmonique du signal ^{199}Hg grâce à la présence du filtre $Q = 5$, intéressons nous à présent à l'effet de la

3. pourvu que la corrélation induite du bruit soit bien prise en compte.

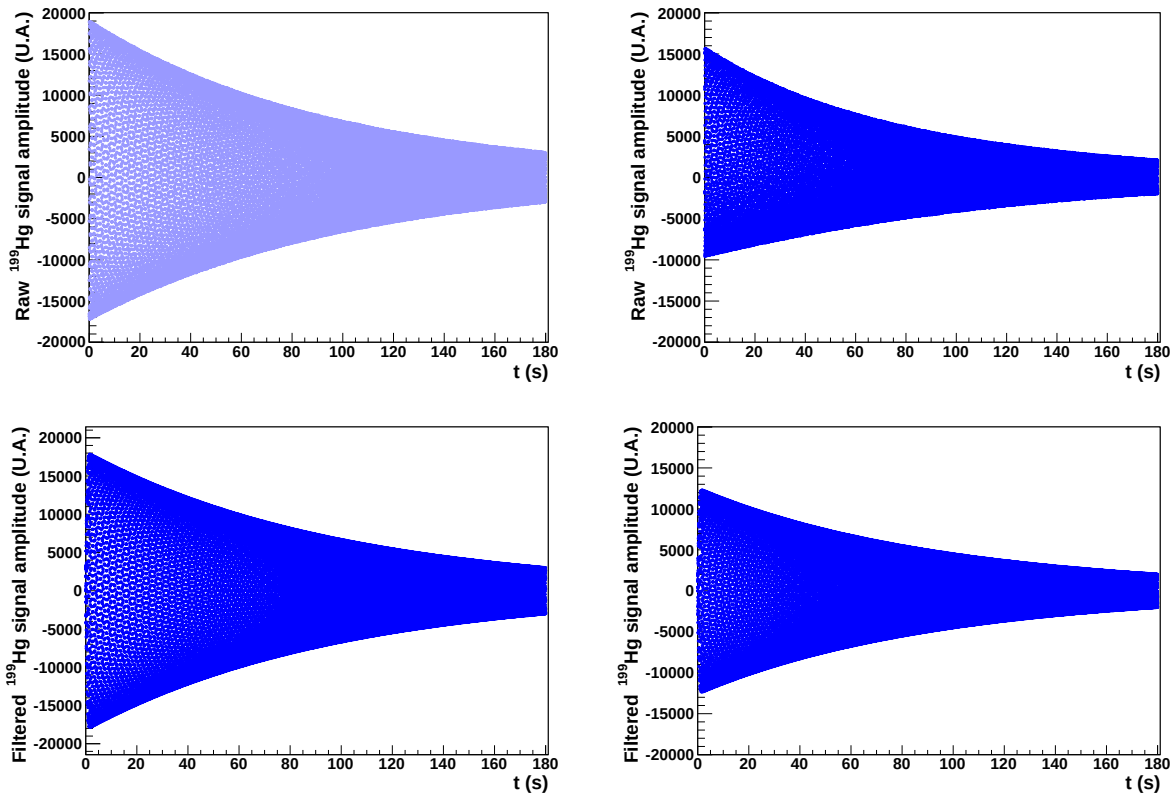

FIGURE 2.17 – Signaux ^{199}Hg simulé à partir de l'expression 2.48 pour différentes absorptions. A gauche : $\rho = 0.1$. A droite $\rho = 0.5$. En haut : signaux en entrée du filtre. En bas : signaux en sortie du filtre passe bande $Q = 5$.

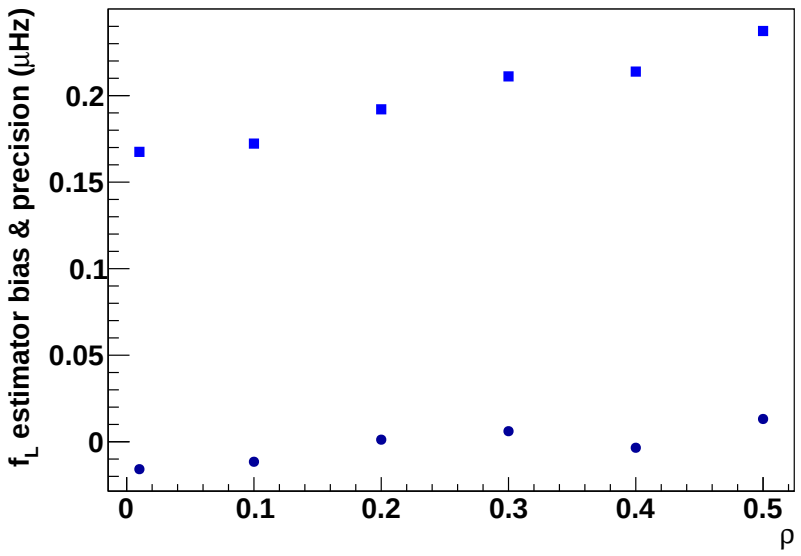

FIGURE 2.18 – Résultats des simulations Monte-Carlo visant à estimer l'impact de la présence du filtre $Q = 5$ sur l'estimation de f_{L} dans le cas où en entrée du filtre l'approximation au harmonique de 2.48 n'est pas justifiée. Les points montrent le biais (●) et la précision (■) en fonction de l'absorption après ajustement du signal par 2.27 et 2.28.

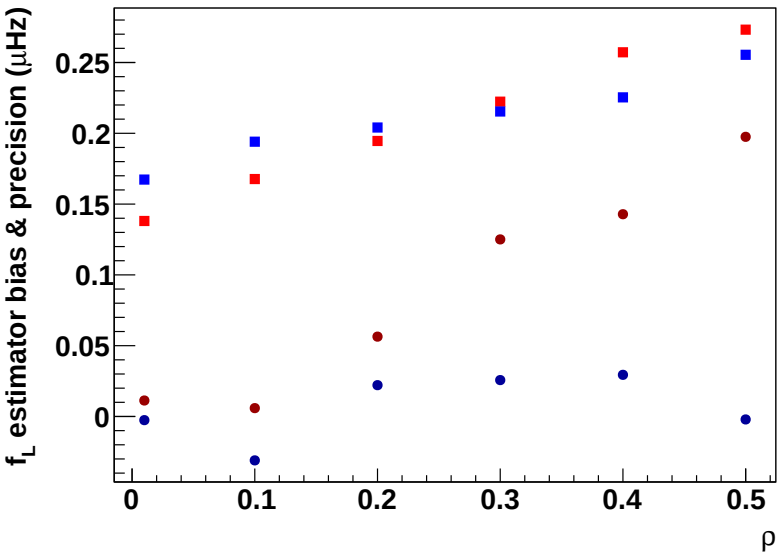

FIGURE 2.19 – Résultats des simulations Monte-Carlo visant à comparer l'impact de la largeur du filtre ($Q = 1$ en rouge et $Q = 5$ en bleu) sur l'estimation de f_{L} dans le cas où en entrée du filtre l'approximation au 1er ordre de 2.48 n'est pas justifiée. Les points montrent le biais (●) et la précision (■) en fonction de l'absorption après ajustement du signal par 2.27 et 2.28.

largeur du filtre sur $b_{f_{\mathrm{L}}}$. Comme il a été montré dans la section 2.2, le filtre passe-bande tel qu'il est défini dans l'expérience nEDM corrèle fortement le bruit mesuré au photomultiplicateur. Pour s'affranchir de la correction des barres d'erreurs sur le signal ^{199}Hg (par facteur ~ 6), la tentation est d'élargir le filtre (réduction de la corrélation tout en coupant le bruit haute fréquence). Il est également envisagé dans le futur d'échantillonner ce signal via un ADC-24 bits qui permettrait l'enregistrement complet du signal sans avoir recours à un filtre. Nous tentons de mettre en évidence les limitations de cette stratégie en considérant la même analyse que précédemment mais avec un filtre $Q = 1$, car comme nous l'avons vu plus haut, la complexité du signal augmente à mesure que la contribution des harmoniques d'ordres supérieures grandie. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 2.19. La première remarque est qu'à faible absorption, c'est à dire dans le régime de validité de l'approximation harmonique, le filtre de largeur $Q = 1$ permet d'obtenir la même performance sur l'analyse du signal qu'à $Q = 5$. Il apparaît cependant que le biais de $\tilde{f}_{\mathrm{L}}(Q = 1)$ devient comparable à la précision pour de fortes absorptions. Dans ce cas de figure, les harmoniques supérieures ne sont plus négligeables et la validité de l'ajustement du signal filtré par 2.27 et 2.28 devient discutable.

Sur la figure 2.20, est présentée la comparaison de l'estimation des erreurs *estimée* corrigée de l'influence du filtre et *vraie* (Sections 2.2.1 et 2.3.1). Un bon accord entre ces deux erreurs (de l'ordre de 0.01 μHz) est trouvé à faible absorption pour les deux types de filtre $Q = 1$ et $Q = 5$. L'erreur *estimée* suit l'erreur *vraie* quelque soit l'absorption dans le cas $Q = 5$ ce qui n'est pas le cas pour $Q = 1$, où la minimisation du χ^2 de l'ajustement du signal sous estime l'erreur à mesure que les modes d'ordres supérieurs contribuent de

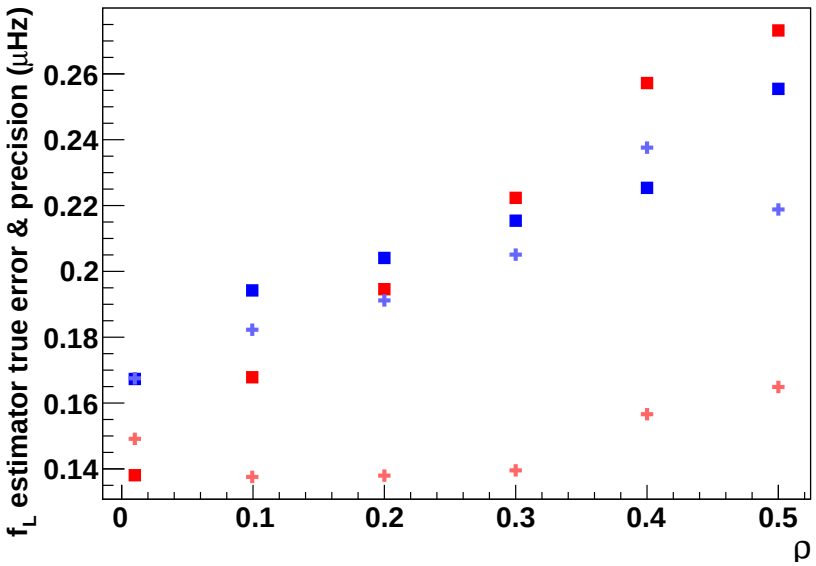

FIGURE 2.20 – Résultats des simulations Monte-Carlo visant à comparer l'impact de la largeur du filtre ($Q = 1$ en rouge et $Q = 5$ en bleu) sur l'estimation de l'erreur sur $\tilde{f}_{\mathrm{L}}$ dans le cas où en entrée du filtre l'approximation au 1er ordre de 2.48 n'est pas justifiée. Les points montrent l'erreur estimée (+) et la vraie erreur [4] (■) en fonction de l'absorption après ajustement du signal par 2.27 et 2.28.

plus en plus au signal filtré.

Conclusion La présence d'un filtre resserré ($Q = 5$) autour de la fréquence de résonance f_{L} ne biaise pas l'analyse du signal ^{199}Hg dans la phase actuelle de l'expérience nEDM et ce pour tout type d'absorption. Cela valide donc la stratégie d'analyse détaillée dans la section 2.2 et mise en place dans l'analyse des données nEDM présentée au chapitre 4. Le deuxième point important de cette étude est qu'un remplacement d'un filtre $Q = 5$ pour un filtre plus large devra s'accompagner d'une étude plus approfondie de l'estimation du paramètre f_{L} afin de s'assurer que son biais est négligeable, que sa précision est correctement calculée et ce pour toute absorption.

2.4 Effets systématiques induits

La fréquence neutron corrigée des dérives du champ magnétique, se calcule de la façon suivante : $f_{\mathrm{n}}^{\mathrm{corr}} = \frac{\gamma_{\mathrm{Hg}}}{2\pi}\frac{f_{\mathrm{n}}^{\mathrm{brute}}}{f_{\mathrm{Hg}}}$. Tout décalage de la fréquence ^{199}Hg proportionnel au champ électrique se transforme donc en effet systématique sur l'EDM du neutron :

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux,Hg}} = \left|\frac{\gamma_{\mathrm{n}}}{\gamma_{\mathrm{Hg}}}\right| \times d_{\mathrm{Hg}}^{\mathrm{faux}} \sim 3.84 \times d_{\mathrm{Hg}}^{\mathrm{faux}}. \tag{2.49}$$

Dans la suite du chapitre, il est question de l'étude de deux effets systématiques qui trouvent leur origine dans le mode de fonctionnement du co-magnétomètre ^{199}Hg.

2.4.1 Faux EDM relativiste du ^{199}Hg

Je discute ici la première mesure directe de l'effet systématique dominant de l'expérience nEDM@PSI : le faux EDM relativiste du ^{199}Hg . La caractérisation de cet effet a fait l'objet d'une publication (Afach et al., 2015c).

2.4.1.1 Calcul dans le cadre de la théorie de Redfield

Dans le référentiel du laboratoire, les atomes de ^{199}Hg se déplacent à l'intérieur de la chambre de stockage, plongée dans un champ électrique $\mathbf{E} = \pm E.\mathbf{z}$ avec une vitesse $\mathbf{v}$. Un champ magnétique relativiste $-\mathbf{E} \times \mathbf{v}/c^2$ s'additionne donc à la composante transverse de $\mathbf{B_0}$ créant ainsi une perturbation transverse de la forme :

$$B_{x,y}(t) \quad = \quad b_{x,y}(t) \mp \frac{E_z}{c^2} v_{y,x}(t). \tag{2.50}$$

En développant une théorie perturbative basée sur le formalisme de la matrice densité et connue sous le nom original de théorie de Redfield [5], B. Golub & S. Lamoreaux ont pu dériver de manière élégante une expression générique du décalage en fréquence induit par un champ magnétique perturbatif (Lamoreaux et Golub, 2005) :

$$\delta\omega = \frac{\gamma_{\mathrm{Hg}}^2}{2} \left\{ \mathrm{Re}\left[S_{xy}(\omega_0) - S_{yx}(\omega_0)\right] + \mathrm{Im}\left[S_{xx}(\omega_0) - S_{yy}(\omega_0)\right] \right\}, \tag{2.51}$$

avec $\omega_0 = \gamma_{\mathrm{Hg}} B_0$ et

$$S_{ij}(\omega_0) = \int_0^\infty e^{i\omega_0\tau} \left\langle B_i(0) B_j(\tau) \right\rangle \mathrm{d}\tau, \tag{2.52}$$

où $\langle XY \rangle$ désigne la moyenne d'ensemble des quantités X et Y. Pour une discussion récente et détaillée du calcul des fonctions de corrélation du champ magnétique dans le cadre du décalage en fréquence $\delta\omega$, le lecteur peut se référer à Pignol et al. (2015b). Dans cette partie, nous ne nous intéressons qu'au terme imitant un signal EDM non nul du ^{199}Hg, c'est à dire un décalage de la fréquence ^{199}Hg proportionnel au champ électrique.

Les atomes de ^{199}Hg évoluent en régime non adiabatique dans la chambre de stockage nEDM, en effet, à température ambiante, le temps moyen entre deux collisions : $\lambda/v_{\mathrm{th}} \sim 1$ ms, est bien inférieur au temps nécessaire pour sonder *localement* le champ magnétique $B_0 \sim 1$ μT : $1/\omega_0 \sim 20$ ms. L'expression du décalage en fréquence dû à $\mathbf{B}_{E\times v/c^2}$ et proportionnel à E se formule dans ce cas précis pour toute forme de champ magnétique Pignol et Roccia (2012) de la manière suivante :

$$\delta\omega_{EB} = -\frac{\gamma_{\mathrm{Hg}}^2 E}{c^2} \left\langle x B_x + y B_y \right\rangle_{V_{\mathrm{prec}}}, \tag{2.53}$$

où cette fois-ci $\langle\rangle_{V_{\mathrm{prec}}}$ représente la moyenne volumique. On calcule analytiquement $\langle x B_x + y B_y \rangle_{V_{\mathrm{prec}}}$ dans le cas d'un cylindre de hauteur H et de diamètre D, en décomposant le champ magnétique $\mathbf{B}$ en polynômes harmoniques $\mathbf{\Pi}_i$:

$$\mathbf{B} = \sum_{l,m} G_{l,m} \begin{pmatrix} \Pi_{x,l,m}(\vec{r}) \\ \Pi_{y,l,m}(\vec{r}) \\ \Pi_{z,l,m}(\vec{r}) \end{pmatrix}, \tag{2.54}$$

5. Le même résultat s'obtient également en résolvant directement l'équation de Schrödinger

polynômes listés jusqu'à l'ordre 3 en Annexe A. On obtient :

$$\langle xB_x + yB_y \rangle_{V_{\text{prec}}} = \frac{1}{V} \int_0^{x^2+y^2<D^2/4} \int_{-H/2}^{H/2} (xB_x + yB_y)\, \mathrm{d}z\mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{2.55}$$

$$= \frac{D^2}{16} \left[G_{1,0} - \frac{1}{8} \left(D^2 - 2H^2 \right) G_{3,0} \right]. \tag{2.56}$$

Expérimentalement, nous ne mesurons pas directement les coefficients $G_{1,0}$ et $G_{3,0}$, mais avons accès au gradient vertical moyen mesuré par les magnétomètres ^{133}Cs :

$$\left\langle \frac{\partial B_z}{\partial z} \right\rangle_{V_{\text{prec}}} = G_{1,0} - \frac{3}{16} \left(D^2 - \frac{4H^2}{3} \right) (G_{3,0}). \tag{2.57}$$

L'approximation consistant à écrire $\langle xB_x + yB_y \rangle_{V_{\text{prec}}} = \frac{D^2}{16} G_{1,0}$ est donc valide à la condition que la composante cubique $G_{3,0}$ soient négligeables. Lors de la campagne de mesure du faux EDM relativiste du ^{199}Hg, l'influence du terme cubique $G_{3,0}$ est estimé à 0.3% grâce aux cartographies de champ magnétique, soit une contribution négligeable devant la sensibilité statistique.

Le décalage en fréquence se traduit donc au 1er ordre en faux EDM du ^{199}Hg proportionnel au gradient vertical de B_0 mesuré par les CsM :

$$d_{\text{Hg}}^{\text{faux}} = \frac{\hbar}{2E} \delta\omega_{EB} \tag{2.58}$$

$$= \frac{\hbar \gamma_{\text{Hg}}^2 D^2}{32c^2} G_{1,0}.$$

L'amplitude de ce faux EDM du ^{199}Hg sur le neutron dans l'expérience nEDM ($D = 47$ cm) se calcule directement :

$$d_{\text{Hg}}^{\text{faux}} = G_{1,0} \times 1.148 \times 10^{-27}\ {}^{e\,\text{cm}}/_{\text{pT/cm}}, \tag{2.59}$$

$$d_{\text{n}}^{\text{faux,Hg}} = G_{1,0} \times 4.418 \times 10^{-27}\ {}^{e\,\text{cm}}/_{\text{pT/cm}}. \tag{2.60}$$

2.4.1.2 Mesure et analyse de données

Une mesure préliminaire du faux EDM relativiste du ^{199}Hg a été réalisée en 2011 avec un nombre limité de magnétomètres Cs (Horras, 2012). La nouvelle campagne de prise de données effectuée dans le cadre de cette thèse s'est déroulée en 2013 au cours d'une période dédiée de 2 semaines. Partant des observations de la précédente mesure, nous nous sommes concentrés sur huit configurations de champ magnétique : 4 valeurs de gradients vertical en $B_0 \uparrow$ et $B_0 \downarrow$. Pour chaque configuration de champ magnétique (Tab. 2.1), **E** est inversé tous les 20 cycles suivant un motif (+ - - +). La haute tension est fixée pour toutes les mesures à ±120 kV, i.e. la tension maximale permettant de mettre clairement en évidence le décalage en fréquence $\delta\omega_{EB}$ dans (2.53) tout en préservant un fonctionnement continu de l'appareillage (problème de claquage notamment). A cause des inversions régulières du champ électrique, le temps de dépolarisation du ^{199}Hg est affecté (Fig. 2.21), ce pourquoi nous avons convenu d'un temps de précession libre de 40 s, qui est

Date	Run	# Cycle	B_0	$\partial B_z/\partial z$ (pT/cm)
28/11/13	8159	480	↑	-894(16)
30/11/13	8165	600	↑	483(11)
01/12/13	8167	600	↑	-393(7)
02/12/13	8169	540	↑	911(25)
03/12/13	8172	380	↓	-791(24)
04/12/13	8174/8176	120+356	↓	-363(13)
05/12/13	8179	532	↓	506(11)
06/12/13	8181	592	↓	931(21)

TABLE 2.1 – Programme de la campagne de mesure du faux EDM relativiste du ^{199}Hg.

un bon compromis entre sensibilité par cycle et nombre de cycles. La fréquence ^{199}Hg est estimée au moyen de la méthode des deux fenêtres présentées dans la section précédente sans optimisation particulière : $T_{w1} = T_{w2} = 15$ s. La précision sur la fréquence ^{199}Hg de 1-2 μHz est bien inférieure aux fluctuations cycle à cycle observées $\delta f_{\mathrm{Hg}} \sim 10$ μHz.

Un échantillon de données présentant f_{Hg} en fonction du numéro de cycle est présenté sur la figure 2.21 où l'amplitude de la haute tension appliquée est superposée. Malgré les larges fluctuations cycle à cycle et une dérive linéaire du champ magnétique, une corrélation systématique entre la haute tension et f_{Hg} est clairement visible. La stratégie de prise de données selon une série de polarités du champ électrique (+ - - +) permet fort heureusement de supprimer toute dérive linéaire du champ magnétique et d'atténuer les ordres supérieurs.

Pour une série de données (+ - - +), correspondant à 40 cycles, le décalage en fréquence et son erreur sont extraits de la façon suivante :

$$\delta f_{\mathrm{Hg}} = \langle f^{+}_{\mathrm{Hg}} \rangle - \langle f^{-}_{\mathrm{Hg}} \rangle \,, \tag{2.61}$$

$$\Delta\delta f_{\mathrm{Hg}} = \sqrt{\Delta \langle f^{+}_{\mathrm{Hg}} \rangle^2 + \Delta \langle f^{-}_{\mathrm{Hg}} \rangle^2}, \tag{2.62}$$

où $\langle f^{+(-)}_{\mathrm{Hg}} \rangle$ et $\Delta \langle f^{+(-)}_{\mathrm{Hg}} \rangle^2$ correspondent à la fréquence moyenne et à l'écart type de la distribution en fréquence, soit une estimation prudente de l'erreur sur la fréquence ^{199}Hg, pour une polarité donnée (+ ou -). Finalement, une moyenne pondérée sur l'ensemble des séries enregistrées est réalisée pour estimer le décalage en fréquence $\delta f_{\mathrm{L}}(E)$ induit par la présence d'un champ électrique et d'un gradient vertical non nuls.

Le champ magnétique est également enregistré à une fréquence de 1 Hz par les CsM puis moyenné sur la durée du temps de précession du ^{199}Hg. La procédure d'extraction du gradient à partir des données des CsM, qui sera présentée au chapitre 4, permet d'estimer $G_{1,0}$ avec une exactitude typique de 10 pT/cm.

2.4.1.3 Résultat et discussion

Le résultat final de cette campagne de mesure est montré en figure 2.22. Le faux EDM relativiste du mercure est tracé en fonction du gradient vertical $G_{1,0}$ mesuré par l'ensemble des CsM.

Les lignes (rouge pour $B_0^{\uparrow}$ et bleue pour $B_0^{\downarrow}$) correspondent à un ajustement combiné des huit points de mesures avec une pente constante a ($\chi^2/\nu = 2.1/7$). Cette estimation

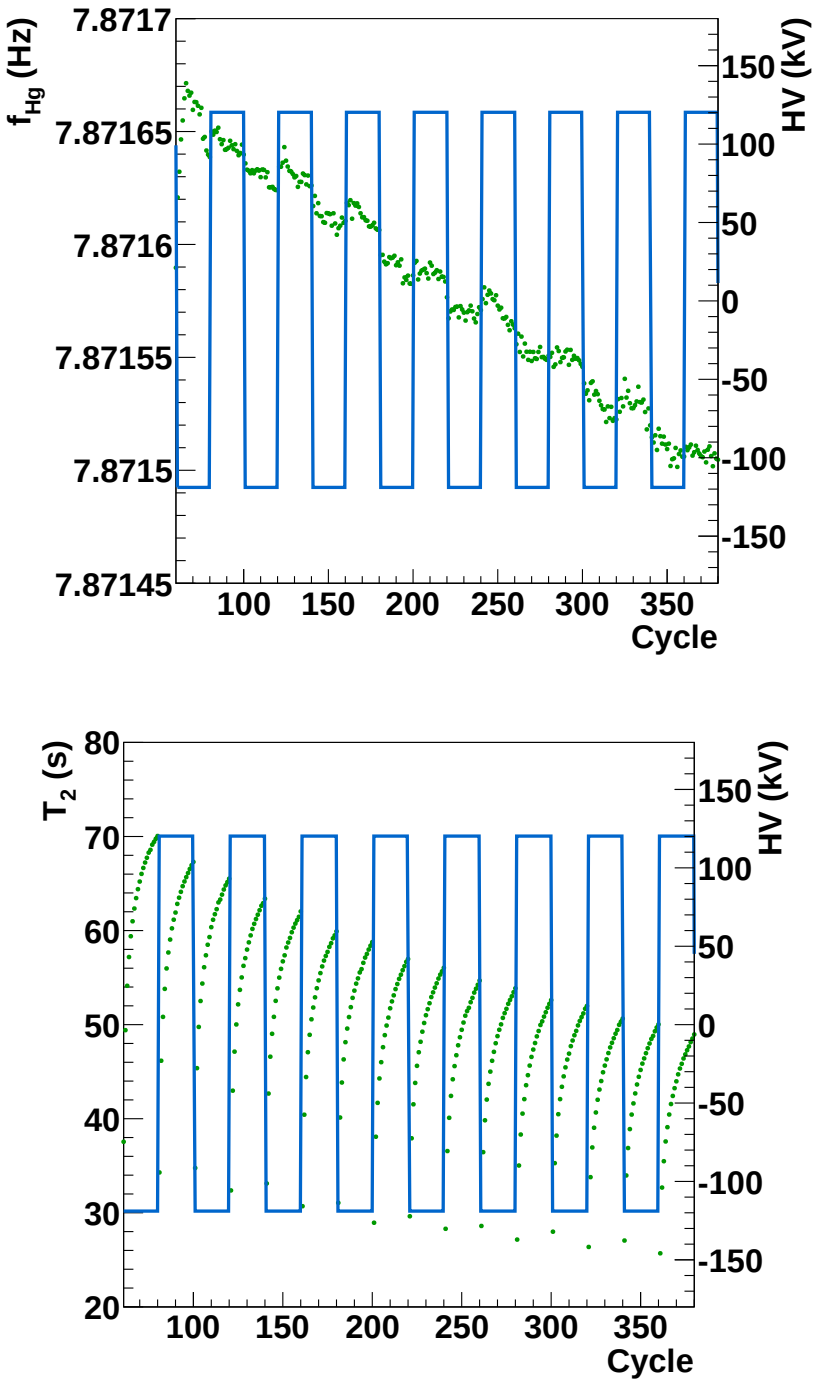

FIGURE 2.21 – En haut : Évolution de la fréquence ^{199}Hg (points verts) en fonction du temps. La corrélation avec la polarité de la haute tension (ligne bleue) est perceptible. En bas : Dégradation du temps de cohérence des spins du ^{199}Hg (points verts) sous l'effet de l'inversion de la polarité de la haute tension (ligne bleue).

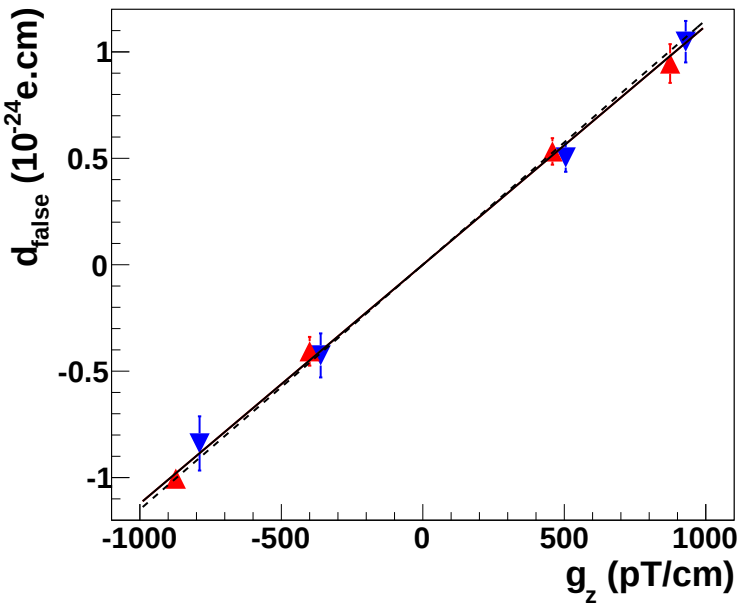

FIGURE 2.22 – Corrélation du faux EDM du ^{199}Hg avec le gradient magnétique moyen mesuré par l'ensemble des magnétomètres CsM. L'ajustement de 2.59 sur les données est réalisé avec une unique pente commune aux deux jeux de données $B_0^{\uparrow}$ et $B_0^{\downarrow}$). Les barres d'erreurs horizontales ne sont pas visibles.

de a se compare directement à la valeur théorique attendue (Eq. 2.60) :

$$a_{\text{exp}} = 1.122(35) \times 10^{-27}\ e\,\text{cm/pT/cm}, \tag{2.63}$$

$$a_{\text{th}} = 1.148 \times 10^{-27}\ e\,\text{cm/pT/cm}. \tag{2.64}$$

Notons que c'est la première mesure directe de cet effet systématique [6] rendue possible par la présence des CsM externes. Ces derniers représentent l'une des améliorations les plus significatives à l'expérience nEDM depuis son déménagement à PSI et montrent ici tout leur intérêt. L'accord à 1 σ entre la mesure expérimentale et la prédiction théorique nous donne confiance dans notre procédure d'extraction des gradients au niveau d'exactitude de 10 pT/cm.

Il est utile de rappeler que la collaboration RAL/Sussex/ILL, dans sa publication de 2006, Baker et al. (2006) rapportait déjà l'observation indirecte de cet effet. Je précise ici que la connaissance du gradient vertical avec une exactitude de 10 pT/cm ne permet pas de corriger directement cet effet compte tenu de son amplitude ($d_{\text{n}}^{\text{faux,Hg}} = 4.4 \times 10^{-26}\ e\,\text{cm}$ pour $G_{1,0} = 10$ pT/cm). Dans le chapitre 4, il sera question du traitement de cet effet systématique par l'analyse du point de croisement dans lequel la mesure directe du faux EDM relativiste du ^{199}Hg présentée ici intervient.

6. Je précise ici que le signe du faux EDM du ^{199}Hg, lorsque le champ magnétique pointe vers le haut, a été corrigé par rapport à la publication.

2.4.2 Déplacement lumineux

2.4.2.1 Introduction théorique

Le déplacement lumineux (ou *light shift* en anglais) a été étudié d'un point de vue théorique et expérimental en utilisant une vapeur d'atomes de ^{199}Hg dans les années 1960 par C. Cohen-Tannoudji (Cohen-Tannoudji, 1962) au Laboratoire Kastler-Brossel. Ses calculs font apparaitre deux mécanismes distincts qui conduisent à un décalage de la fréquence de Larmor d'un spin 1/2 en présence d'un champ électromagnétique perturbateur quasi-résonnant : les déplacements lumineux scalaire et vectoriel.

Contribution scalaire En présence d'une lumière résonnante, l'absorption réelle des photons fait transiter les atomes de ^{199}Hg de leur état fondamental vers le premier état excité avant de se désexciter en émettant un photon résonnant au bout de 125 ns en moyenne. Durant ce court passage dans l'état excité, les atomes de ^{199}Hg acquièrent un moment magnétique électronique et donc une fréquence de précession très supérieure ($\omega_e \approx 10\text{kHz}/\mu\text{T} \times B_0$) a celle du fondamental. Du fait du temps de décroissance court, la cohérence de la phase ($\phi_f \rightarrow \phi_f + \phi_e$) n'est pas perdue mais ces processus d'absorption/désexcitation étant continus, ils vont induire un dessalage en fréquence δ_{LS}.

Contribution vectorielle Les transitions virtuelles contribuent quant à elles au déplacement lumineux vectoriel. Ces transitions sont possibles en présence de lumière quasi-résonnante ($k_1 \approx k_0$), ce qui est le cas des ampoules utilisées dans l'expérience nEDM. Dans ce cas, l'absorption virtuelle de photon hors résonance est reliée au désalignement du faisceau lumineux, orienté selon $\mathbf{k_l}$, par rapport à la direction perpendiculaire au champ magnétique $\mathbf{B_0}$. Il en résulte une modification du niveau d'énergie de l'état fondamental induisant ainsi un décalage la fréquence de Larmor f_L.

Ce qu'il faut du déplacement lumineux est qu'il dépend à la fois de l'intensité lumineuse perçue par la vapeur de ^{199}Hg et de l'orthogonalité du champ magnétique avec le faisceau lumineux de la lampe à décharge. Cet aspect est important dans la mesure où l'analyse du point de croisement permettant l'annulation du faux EDM du ^{199}Hg repose sur la comparaison de l'EDM du neutron, mesuré dans les configurations de champ magnétique $B_0 \uparrow$ et $B_0 \downarrow$. Toute asymétrie $\mathbf{B_0}.\mathbf{k_l}$ lors du renversement du champ magnétique induit un faux EDM sur le neutron. Dans la suite, nous nous intéressons a mesurer la fréquence ^{199}Hg en fonction de différentes intensités lumineuses et ce pour les deux direction du champ magnétique ($\uparrow$ et $\downarrow$).

2.4.2.2 Mesure et analyse de données

Afin de faire varier l'intensité lumineuse, un dispositif contrôlable à distance a été spécialement installé auprès de la lampe ^{204}Hg d'analyse du signal de précession. Il consiste en un filtre à densité neutre circulaire monté sur un moteur entre l'ampoule ^{204}Hg et la chambre de précession. Ce filtre optique permet différentes atténuation d'intensité lumineuse (Fig. 2.23). Durant les mesures, nous nous sommes essentiellement placés en deux positions : 50% (S : sombre) et 100% (B : brillant) de transmission du maximum d'intensité de la lumière d'analyse. Afin de corriger les dérives linéaires du champ magnétique,

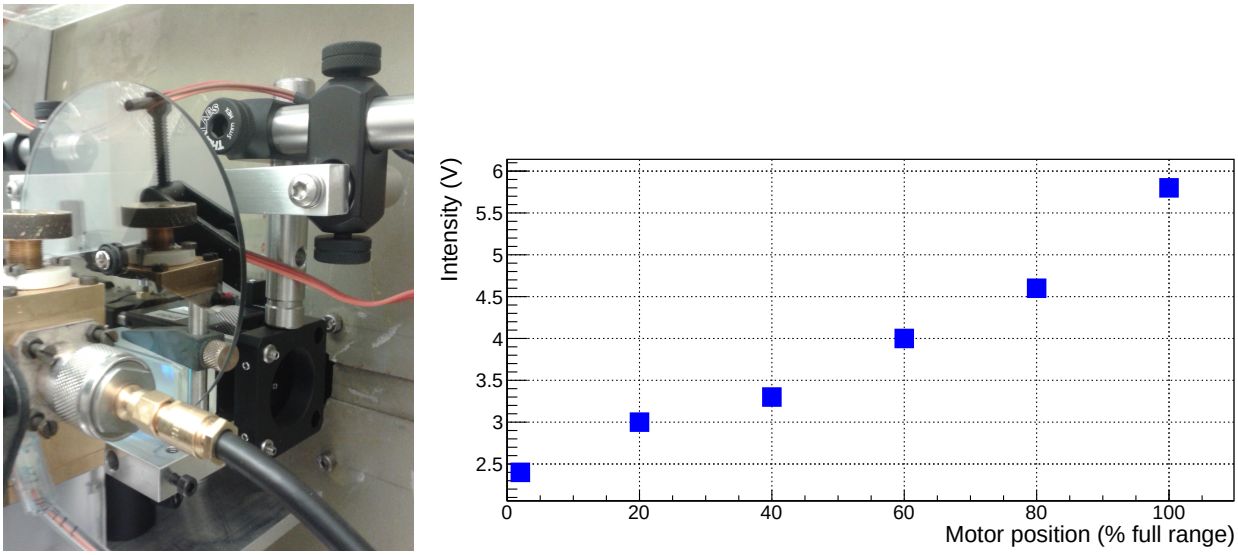

FIGURE 2.23 – A gauche : Dispositif permettant d'atténuer le faisceau UV via un filtre circulaire neutre et motorisé. A droite : Évolution de l'intensité lumineuse mesuré au PMT en fonction de la position du filtre permettant de visualiser la gamme d'atténuation du faisceau UV permise par le dispositif.

les deux positions ont été alternées tous les deux cycles. Une séquence de mesure est ainsi définie par la succession de quatre cycles : B - S - S - B. Un exemple d'une série en temps de la fréquence de Larmor ^{199}Hg est présentée sur la figure 2.24. Pour chaque séquence, le déplacement lumineux relatif δ_{LS} peut être calculer :

$$\delta_{\mathrm{LS}} = \frac{f^B - f^S}{f^B} \frac{I^B}{I^B - I^S}, \tag{2.65}$$

où f^B (f^S) correspond à la fréquence Hg mesurée avec 100% (50%) de l'intensité de la lumière d'analyse I^B (I^S). De façon similaire, à partir de ces mesures nous pouvons estimer le taux de dépolarisation radiatif Γ_{rad} :

$$\Gamma_{\mathrm{rad}} = \left(\frac{1}{T_2^B} - \frac{1}{T_2^S} \right) \frac{I^B}{I^B - I^S}, \tag{2.66}$$

où T_2^B (T_2^S) est le temps de dépolarisation moyen de la vapeur ^{199}Hg mesuré avec une intensité I^B (I^S).

Dans l'optique de mesurer un déplacement lumineux, certaines mesures ont été réalisées avec l'ajout d'un champ magnétique transverse B_T à l'aide de deux bobines de compensation (LTC et RTC). Ce champ transverse permet de largement s'écarter de la situation idéale $\mathbf{B_0} \cdot \mathbf{k_l} = 0$. Le contrôle du champ magnétique transverse est réalisé en estimant la réponse des deux bobines par application d'un courant connu et ce via l'analyse des carte de champ magnétique qui donne :

$$B_{\mathrm{T}} = I \times 3.66 \text{ nT/mA}. \tag{2.67}$$

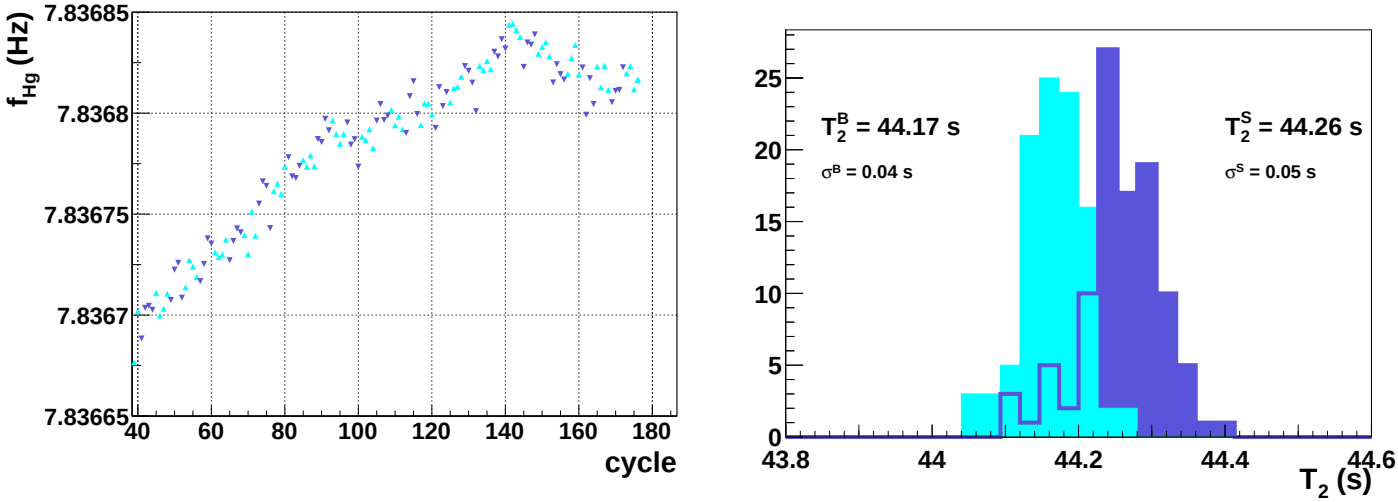

FIGURE 2.24 – A gauche : évolution de la fréquence ^{199}Hg au cours du temps. Les différentes couleurs et symboles $\triangle(\bigtriangledown)$ représentent une mesure de la f_{Hg} en faisceau lumineux intense(atténué). A droite : distribution des temps de dépolarisation de la vapeur de ^{199}Hg en faisceau lumineux intense (bleu clair) et atténué (bleu foncé).

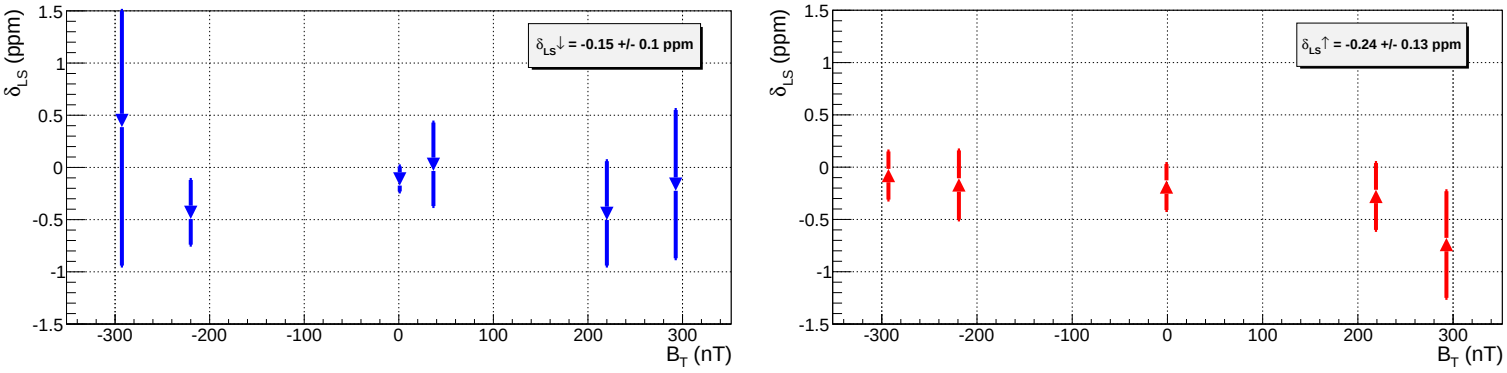

FIGURE 2.25 – Décalage relatif de la fréquence ^{199}Hg en fonction de l'amplitude du champ magnétique transverse, c'est à dire en fonction de la non-orthogonalité du faisceau lumineux par rapport à $\mathbf{B_0}$.

2.4.2.3 Résultats et interprétation

La figure 2.24 présente les distributions des temps de dépolarisation pour les deux configurations S et B. La différence entre T_2^B et T_2^S est faible mais significative et s'interprète comme étant due à la dépolarisation radiative de la vapeur de Hg. D'après l'équation (2.66), nous trouvons :

$$\tau_{\text{rad}} = \frac{1}{\Gamma_{\text{rad}}} = (10500 \pm 500) \text{ s.} \tag{2.68}$$

La mesure du déplacement lumineux total, c'est à dire la somme des contributions scalaire et transverse est reportée sur la figure 2.25 pour les configurations $B_0^{\uparrow}$ et $B_0^{\downarrow}$:

$$\delta_{\text{LS}} \downarrow = (-0.15 \pm 0.10) \text{ ppm} \quad \delta_{\text{LS}} \uparrow = (-0.24 \pm 0.13) \text{ ppm.} \tag{2.69}$$

Aucun signal n'est observé au niveau de $\sigma_{f\text{L}}/f_{\text{L}} \sim 10^{-7}$ et ce, même en présence d'un champ magnétique transverse de 300 nT ($\theta_{\mathbf{B},\mathbf{k}} \approx 15°$), c'est à dire une configuration magnétique augmentant significativement le déplacement lumineux vectoriel. Nous verrons au chapitre 4 comment cette mesure se transpose en estimation de l'effet systématique induit sur la mesure de l'EDM du neutron.

2.5 Conclusion

Quatre grandes parties ont été développées autour du co-magnétomètre ^{199}Hg dans ce chapitre. Elles aboutissent aux observations suivantes.

Premièrement, j'ai mis en évidence que la procédure d'analyse du signal ^{199}Hg par la méthode des deux fenêtres retournait une valeur fausse de l'erreur sur la fréquence de Larmor. Pour contourner ce problème, mon choix est de procéder à une correction a posteriori de l'erreur par un facteur 6. L'optimisation de la taille des deux fenêtres permet d'accroitre la sensibilité par facteur 2 ou 3 par rapport à l'algorithme initial.

Ensuite, j'ai montré que l'effet systématique dominant de l'expérience, le faux EDM relativiste de ^{199}Hg, ne pouvait pas être directement corrigé dans l'analyse par manque de précision sur la mesure du gradient vertical.

Pour terminer, j'ai présenté les points d'amélioration possibles du co-magnétomètre (rapport signal sur bruit et temps de cohérence du signal) dans la perspective du lancement du futur projet n2EDM. Le chapitre suivant présente les travaux réalisés au cours de cette thèse pour la conception de la future chambre de polarisation du co-magnétomètre ^{199}Hg.

Chapitre 3

Contributions à la magnétométrie ^{199}Hg pour n2EDM

Sommaire

3.1 La magnétométrie ^{199}Hg dans n2EDM 78

3.1.1 Le projet n2EDM et ses contraintes 78

3.1.2 Prototype de la chambre de polarisation ^{199}Hg 80

3.2 Développement d'un banc de test ^{199}Hg 82

3.2.1 Caractéristiques du banc de test 82

3.2.2 Mode opératoire 85

3.2.3 Premiers résultats 89

3.3 Dépolarisation magnétique : comparaison théorie / expérience 94

3.3.1 Introduction à la théorie de Redfield 94

3.3.2 Approche effective et facteurs géométriques 95

3.3.3 Calcul des fonctions d'auto-corrélation par Monte-Carlo 96

3.3.4 Adiabaticité du magnétomètre ^{199}Hg 98

3.3.5 Confrontation de la théorie à l'expérience 99

3.4 Conclusion 102

L'objectif du projet futur de la collaboration nEDM, nommé n2EDM, est de d'améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité sur l'EDM du neutron qui sera atteinte à la fin de la prise de données actuelle. Un nouveau spectromètre, basé sur une double chambre de précession à température ambiante, est d'ores et déjà en cours de développement et de conception. Du point de vue du contrôle du champ magnétique, une amélioration significative (facteur 25) sur le nombre d'UCN détectés et une géométrie optimisée, imposent d'améliorer la sensibilité du co-magnétomètre ^{199}Hg existant. Nous nous tournons à présent vers la présentation du projet n2EDM et des récents développement opérés au Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie (LPSC) de Grenoble en vue de construire et de tester une nouvelle chambre de polarisation ^{199}Hg pour le spectromètre de n2EDM.

3.1 La magnétométrie ^{199}Hg dans n2EDM

3.1.1 Le projet n2EDM et ses contraintes

Le projet n2EDM à PSI est dans une phase de conception et de R&D. Avec les performances actuelles de la source UCN, un facteur d'amélioration d'un ordre de grandeur en sensibilité sur l'EDM du neutron ($\sigma_d \approx 10^{-27}$) pourra être atteinte après 3 à 4 années de prise de données. Cette amélioration statistique définit les principales exigences de conception du spectromètre n2EDM.

3.1.1.1 Le spectromètre double chambre

Le nouveau spectromètre sera disposé au centre d'un blindage magnétique cubique de 7 couches en mu-métal (Fig. 3.1) qui améliorera par un facteur 20 l'homogénéité du champ magnétique au centre du dispositif. La principale caractéristique de ce spectromètre repose sur une double chambre de précession qui permet de mesurer simultanément les configurations de champ magnétique et électrique, parallèle et anti-parallèle. Cette configuration augmente théoriquement par un facteur 2 le nombre d'UCN. Le positionnement du spectromètre à hauteur du guide de sortie de la source UCN constitue également une voie d'amélioration significative du nombre d'UCN collectés [1], un facteur 5 est attendu sur la sensibilité. Enfin, l'agencement des électrodes dans la configuration n2EDM a l'avantage de placer l'électrode de la haute tension au centre des deux chambres, et celles reliées à la masse à l'extérieur. Ainsi, l'absence d'un fort champ électrique entre la chambre à vide et les électrodes, comme c'est le cas dans nEDM, supprime le risque de claquage et permettra d'opérer l'expérience n2EDM avec un champ électrique 25% à 45% supérieur à celui fixé actuellement (11 kV/cm).

Ces facteurs d'amélioration permettent d'accroitre la sensibilité journalière sur la mesure de l'EDM par un facteur d'environ 7. Si l'on considère les performances moyennes observées en 2015, cela signifie que l'on s'attend à obtenir $\sigma_d \approx 2 \times 10^{-26}$ e cm/jour. Au rythme de prise de données actuel, l'objectif du projet n2EDM pourra être atteint au

1. Actuellement, les UCN entrent dans le spectromètre par le bas après avoir parcouru 1 m verticalement.

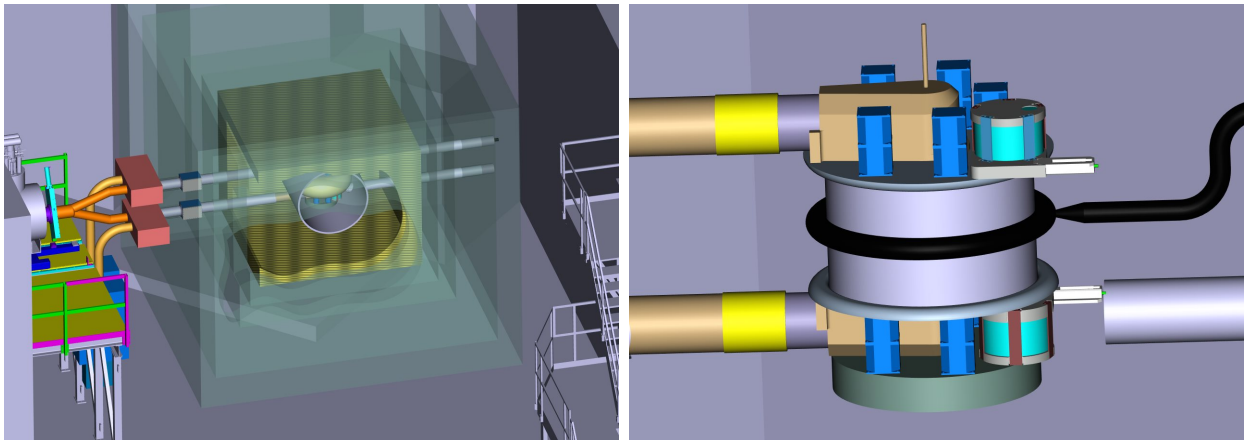

FIGURE 3.1 – A gauche, illustration du hall expérimental lors de la phase n2EDM. Sur cette illustration, nous trouvons l'aimant supraconducteur 5 T (en gris), la vanne UCN (en bleu clair), les guides UCN (en orange), le commutateur remplissage/détection (en rouge), le blindage (en vert transparent) et la bobine de courant principale au centre (en jaune). A droite, zoom sur l'empilement des deux chambres de précession, disposées au centre du blindage magnétique, autour desquelles sont représentés les éléments principaux de la magnétométrie, ensemble de magnétomètres ^{133}Cs externes (en bleu foncé) et co-magnétomètre ^{199}Hg (en bleu clair). Le câble de la haute tension, ainsi que l'électrode centrale sont représentés en noir. En jaune et orange sont dessinés les guides UCN.

bout de 3 à 4 ans de mesure.

En vue de contrôler les effets systématiques reliés à la connaissance de la distribution du champ magnétique (gradient vertical et ordres supérieurs), un ensemble d'environ 24 magnétomètres Cs, contre 16 dans nEDM, va être déployé autour des chambres de stockage (éléments bleu sur la figure 3.1). Leur opération sera simplifiée car les électrodes sur lesquels ils reposeront, seront au potentiel électrique nul, contrairement à une partie des CsM à l'heure actuelle. La collaboration a récemment développé un concept de CsM vectoriel permettant de fournir une information tri-dimensionnelle en temps réel de la distribution du champ magnétique avec une précision de l'ordre de 10 pT au bout de 200 s (Afach et al., 2015e).

3.1.1.2 Le co-magnétomètre ^{199}Hg : objectifs et contraintes

L'amélioration de la sensibilité statistique dans n2EDM implique que la fréquence de Larmor f_{n} sera mesurée avec une précision relative anticipée de 0.06 ppm par cycle. Cette précision correspond à l'ordre de grandeur de la sensibilité actuelle du co-magnétomètre ^{199}Hg dans l'expérience nEDM, sensibilité qu'il faut donc améliorer. Nous l'avons vu en introduction du chapitre 2, la principale voie d'amélioration porte sur le rapport signal sur bruit ^{199}Hg en remplaçant les lampes à décharge ^{204}Hg par un laser ultraviolet. Dans Fertl (2013), des résultats préliminaires ont déjà démontré qu'une précision 5 fois supérieure à celle régulièrement observée peut être atteinte. En l'état actuel des estimations, ce facteur 5 serait suffisant.

La présence d'une double chambre de précession signifie que deux co-magnétomètres doivent être installés. Pour ce faire, le faisceau lumineux produit par le laser sera divisé en deux. Du côté de la polarisation des atomes de ^{199}Hg, deux chambres devront être installées de part et d'autre des électrodes.

Les développements sur le co-magnétomètre ^{199}Hg, incluent la conception d'une chambre de polarisation de la vapeur de ^{199}Hg. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.1, l'encombrement est important de part et d'autre des chambres de stockage (CsM, guides neutron). Il est notamment impossible de reprendre le dispositif de pompage optique actuel par manque de compacité. En particulier, la chambre ne doit pas dépasser en hauteur le diamètre extérieur des guides UCN qui est de 14 cm et être suffisamment compacte pour pouvoir disposer les magnétomètres Cs et les guides UCN élargis.

Contrairement à la chambre de polarisation actuelle, compte tenu de la taille de la couche externe du blindage magnétique (5 m x 5m x 5m contre 1.5 m x 1.5 m x 2 m pour nEDM), le dispositif de commande d'ouverture/fermeture du clapet séparant les chambres de polarisation et les chambres de précession se situera à l'intérieur du blindage, apportant, en plus des contraintes d'espace, une contrainte magnétique.

Enfin, il faut veiller au choix des matériaux pour assurer un vide meilleur que 10^{-5} mbar.

3.1.2 Prototype de la chambre de polarisation ^{199}Hg

Les contraintes mécaniques, magnétique et de vide ont permis d'établir les spécifications principales de la chambre de polarisation :

- Chambre compacte optimisant le libre parcours moyen des atomes de ^{199}Hg avec $H \leq 14$ cm
- Matériaux non magnétiques
- Propriétés des matériaux choisis compatibles avec le vide (peu de dégazage)

Une illustration de la solution retenue est présentée sur la figure 3.2.

Géométrie La contrainte provenant des guides UCN fixe la hauteur de la chambre de polarisation à 14 cm. Comme nous l'avons vu, la dépolarisation de la vapeur de mercure dans l'expérience nEDM est dominée par les collisions sur les parois. Cela suggère de maximiser le libre parcours moyen des atomes dans la chambre. La géométrie la plus compacte, compatible avec le dispositif n2EDM, est un cylindre dont la hauteur est égale au diamètre. Le libre parcours moyen $\langle\lambda\rangle = 4V/S$ est ainsi augmenté de 50% par rapport au concept de nEDM, passant de 6.2 cm à 9.3 cm.

Aspects mécanique et magnétique La solution mécanique retenue pour actionner la vanne d'ouverture et de fermeture de la chambre repose sur un muscle pneumatique dont la longueur se contracte/s'allonge par injection/évacuation d'air comprimé (Fig. 3.2). Notons que cette opération est répétée environ 200 fois par jour en prise de données normale.

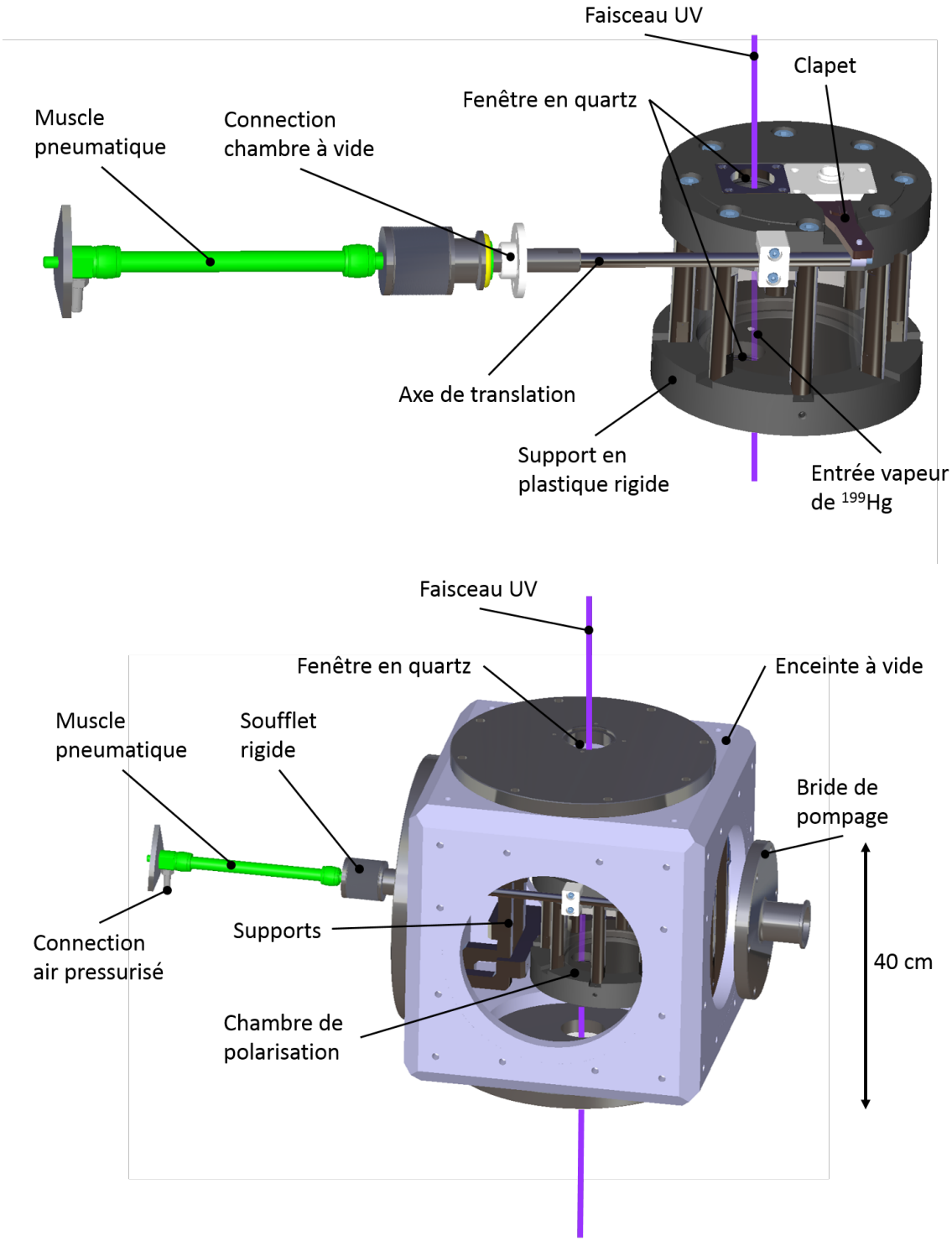

FIGURE 3.2 – En haut : Illustration du prototype de la chambre de polarisation conçue au LPSC pour l'expérience n2EDM, connecté à son système pneumatique d'ouverture/fermeture. En bas : Intégration du prototype dans une enceinte à vide permettant de tester dans des conditions réalistes la mécanique du clapet et du pompage optique.

Dans l'expérience nEDM, une longue tige (1 m) se bloquant occasionnellement transmet l'effort entre la commande et le clapet. Dans un souci de fiabilité, un axe de translation le plus court possible (50 cm) et non magnétique a été imaginé pour assurer l'ouverture/fermeture du clapet.

Aspect de vide Le muscle pneumatique en caoutchouc dégaze fortement et doit donc être situé hors de la chambre à vide, relié à la chambre de polarisation par un soufflet en titane (Fig. 3.2). Cet agencement offre notamment l'avantage de connecter l'arrivée d'air pressurisé au dispositif, à l'extérieur de la chambre à vide, réduisant les risques de remontée brutale de pression.

Le dispositif de test de la chambre de polarisation dans le banc ^{199}Hg est illustré sur la figure 3.2. Le muscle pneumatique est connecté à un cube en aluminium, qui fait office de chambre à vide, via un soufflet. Cet agencement du prototype de la chambre de polarisation a l'avantage d'être directement transposable à l'expérience n2EDM. La phase de test au LPSC est importante car on a ici la possibilité de contrôler la transmission du faisceau lumineux et donc d'accéder à des mesures directes de la polarisation de la vapeur de ^{199}Hg à l'intérieur de la chambre de polarisation, ce qui ne sera pas le cas dans n2EDM.

Les premiers test du prototype de la chambre de polarisation sont attendus pour la fin 2016/début 2017. La combinaison d'une géométrie optimisée et d'un mécanisme d'actionnement du clapet plus fiable constitueront les améliorations principales de cette R&D par rapport au système actuel.

3.2 Développement d'un banc de test ^{199}Hg

Dans la perspective de concevoir et de caractériser la nouvelle chambre de polarisation ^{199}Hg de n2EDM, j'ai développé un banc de test mercure. Au cours de ce développement j'ai conçu et mis en opération un magnétomètre ^{199}Hg afin de démontrer l'opérationnalité de l'installation. Ce banc de test doit répondre aux exigences suivantes. Premièrement, il doit rendre possible le fonctionnement d'un magnétomètre ^{199}Hg dans des conditions similaires à celles rencontrées dans l'expérience nEDM. Il doit permettre l'obtention d'une homogénéité du champ magnétique suffisante pour réaliser des mesures de physique. Enfin, sa flexibilité est importante car les différentes phase de développement (mesures préliminaires puis tests de la chambre de polarisation) font intervenir des volumes significativement différents. Il convient donc de concevoir une structure peu contrainte spatialement. Compte tenu de la flexibilité requise, aucun blindage magnétique passif n'a été envisagé.

3.2.1 Caractéristiques du banc de test

La conception du banc de test a commencé au début de cette thèse. Dans cette section, on détaille les principaux éléments qui permettent d'opérer un magnétomètre ^{199}Hg hors blindage de champ magnétique.

FIGURE 3.3 – Photographie du banc de test montrant l'agencement des bobines. La cellule cylindrique disposée au centre est orientée selon l'axe **x** et la direction verticale est définie par l'axe **z**. La structure en aluminium soutenant les bobines a une dimension de 1 m × 1 m × 2 m.

3.2.1.1 Environnement de champ magnétique

La structure du banc de test ainsi que ses dimensions sont fixées par l'environnement magnétique requis sur un volume donné. Le champ magnétique B_0 doit être suffisamment homogène, car comme nous le verrons dans la suite, le temps de cohérence du ^{199}Hg est directement relié aux gradients de champ magnétique. Pour assurer cette homogénéité, trois paires de bobines carrées de courant en configuration Helmholtz ont été conçues afin de pouvoir compenser le champ magnétique terrestre et pouvoir appliquer un champ magnétique de l'ordre de la dizaine de μT. L'agencement de ces bobines est visible en figure 3.3. La résolution de l'équation de Biot et Savart dans le cas de bobines carrées disposées en configuration de Helmholtz permet obtenir leur taille et le nombre d'enroulements nécessaires pour générer un champ magnétique compris entre 10 et 100 μT et des inhomogénéités inférieures aux gradients résiduels. L'expression du champ magnétique créé par une bobine dans laquelle circule un courant I, dans le cas général, s'écrit :

$$B(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{\vec{dl} \wedge (\vec{r} - \vec{r'})}{|\vec{r} - \vec{r'}|^3} \mathrm{d}r'. \tag{3.1}$$

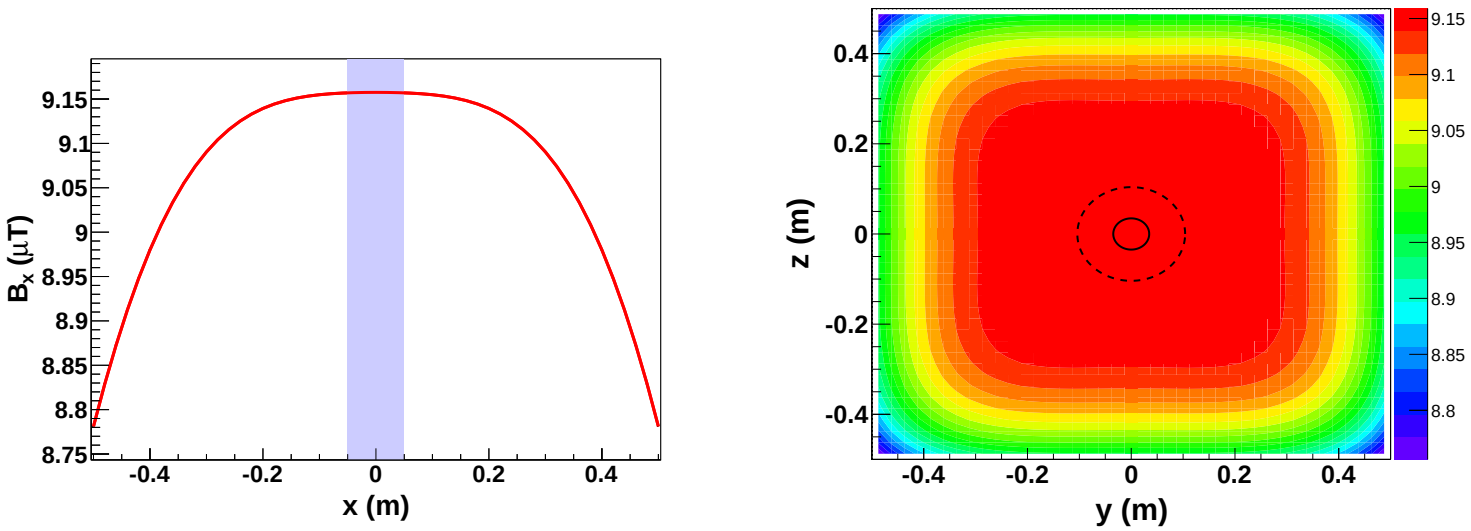

FIGURE 3.4 – A gauche : Profil de la composante B_x du champ magnétique le long de l'axe (x,0,0), la bande bleue représente l'emplacement de la cellule cylindrique. A droite : Homogénéité de la composante B_x du champ magnétique (en μT) dans le plan (0,y,z). Le cercle noir plein(pointillé) représente le diamètre de la cellule(du prototype de la chambre de polarisation).

Cette expression permet de calculer les différentes composantes du champ magnétique (B_x,B_y,B_z) sur l'axe (x,0,0) :

$$B_x(x) = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\left(\frac{b}{2}\right)^2\left[\frac{1}{\sqrt{2\left(\frac{b}{2}\right)^2+\left(z+\frac{a}{2}\right)^2}}+\frac{1}{\sqrt{2\left(\frac{b}{2}\right)^2+\left(z-\frac{a}{2}\right)^2}}\right], \quad (3.2)$$

$$B_y(x) = 0, \quad (3.3)$$

$$B_z(x) = 0, \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

où a est la longueur d'un côté de la bobine et b, l'écartement d'une paire de bobine. Pour une paire de bobines carrées, la configuration de Helmholtz annulant le terme quadratique au centre est obtenue pour $b = 0.5445\ a$. On représente sur la figure 3.4, l'évolution du champ magnétique B_x, résultant du calcul (3.1) le long de l'axe x ainsi que son homogénéité dans le plan (0,y,z). Les gradients longitudinal et transverse induits par les bobines, notés G_{bobines}, dans le volume occupé par la cellule (10 cm $\times$ 4 cm $\times$ 4 cm) sont inférieurs à 20 nT/cm. Cette homogénéité est à comparer aux gradients résiduels provenant de l'environnement magnétique de la salle d'expérience. On mesure, à l'aide d'une sonde à retour de flux tri-axe, des gradients résiduels G_{res} qui fluctuent dans une gamme de l'ordre de quelques dizaines de nT/cm. La conclusion de cette mesure est que les bobines de courant sont correctement dimensionnées, l'inhomogénéité du champ étant dominée par le champ résiduel ambiant.

3.2.1.2 Le banc d'optique

La ligne optique permettant à la fois de mesurer la quantité de ^{199}Hg, de réaliser le pompage optique et d'analyser le signal de précession est illustrée sur la figure 3.5. Une ampoule contenant une vapeur de ^{204}Hg est située au centre d'une cavité RF permettant d'entretenir un plasma froid qui émet des photons de longueur d'onde 253 nm par désexcitation du ^{204}Hg. La lampe est isolée de l'extérieur pour minimiser l'influence des perturbations environnementales. Un élément Peltier est thermiquement connecté à l'ampoule pour assurer une régulation de sa température autour de 300 K avec une stabilité de 0.1 K. C'est un aspect important à prendre en compte dans la mesure où le flux de photon émis peut être multiplié par 2 sous une différence de température de 5 K.

Dans un premier temps, on focalise la lumière émise à l'aide d'une lentille convergente puis celle-ci est polarisée circulairement par un cube polariseur linéaire couplé à une lame $\lambda/4$. Le faisceau ainsi polarisé traverse la cellule (deux fenêtres + vapeur d'atomes de ^{199}Hg) avant d'être détecté par un tube photomultiplicateur (identique à celui de l'expérience nEDM). A l'image de l'expérience nEDM, le courant en sortie du PMT ($I \sim 1\ \mu$A) est transformé en tension ($U \sim 1$ V) à l'aide d'une résistance de 1 MΩ avant d'être filtré puis échantillonné par un ADC 16 bits.

3.2.1.3 Système d'acquisition

Une vue schématique du système d'acquisition du banc de test est présentée sur la figure 3.6. Ses principales entrées sont la température de l'ampoule, les valeurs (B_x, B_y, B_z) du champ magnétique lues par une sonde tri-axe à retour de flux et enfin le signal d'absorption de la lumière UV collecté par le PMT. Comme nous allons le voir, on opère le banc de test de façon cyclique. La carte électronique utilisée définissant le chronogramme et l'ADC 16-bits qui filtre (passe-bande Q=1) et échantillonne le signal Hg à 1 kHz sont montés dans un module électronique spécifique. Pour synchroniser ce module à l'ensemble des tâches, rotation du champ magnétique, application du pulse $\pi/2$ et acquisition du signal, j'ai développé, avec le service détecteur et instrumentation, une application Labview. Cette application contrôle la tension des alimentations de courant des bobines, régule la température de l'ampoule par un élément Peltier à l'aide d'une boucle de rétroaction et interagit avec le module électronique via des signaux TTL.

3.2.2 Mode opératoire

Le fonctionnement du magnétomètre ^{199}Hg développé pour la caractérisation du banc de test est ici décrit. Je met notamment en lumière les principales différences d'opération avec le dispositif de l'expérience nEDM.

3.2.2.1 Remplissage du volume de stockage

Durant la phase de mise en opération du banc de test, le volume utilisé pour stocker la vapeur de ^{199}Hg est une cellule en quartz cylindrique (H = 10 cm et D = 4 cm) fermée mécaniquement à ses deux extrémités par deux fenêtres également en quartz dont les faces extérieures sont recouvertes d'un enduit anti-reflet (une perte d'intensité lumineuse

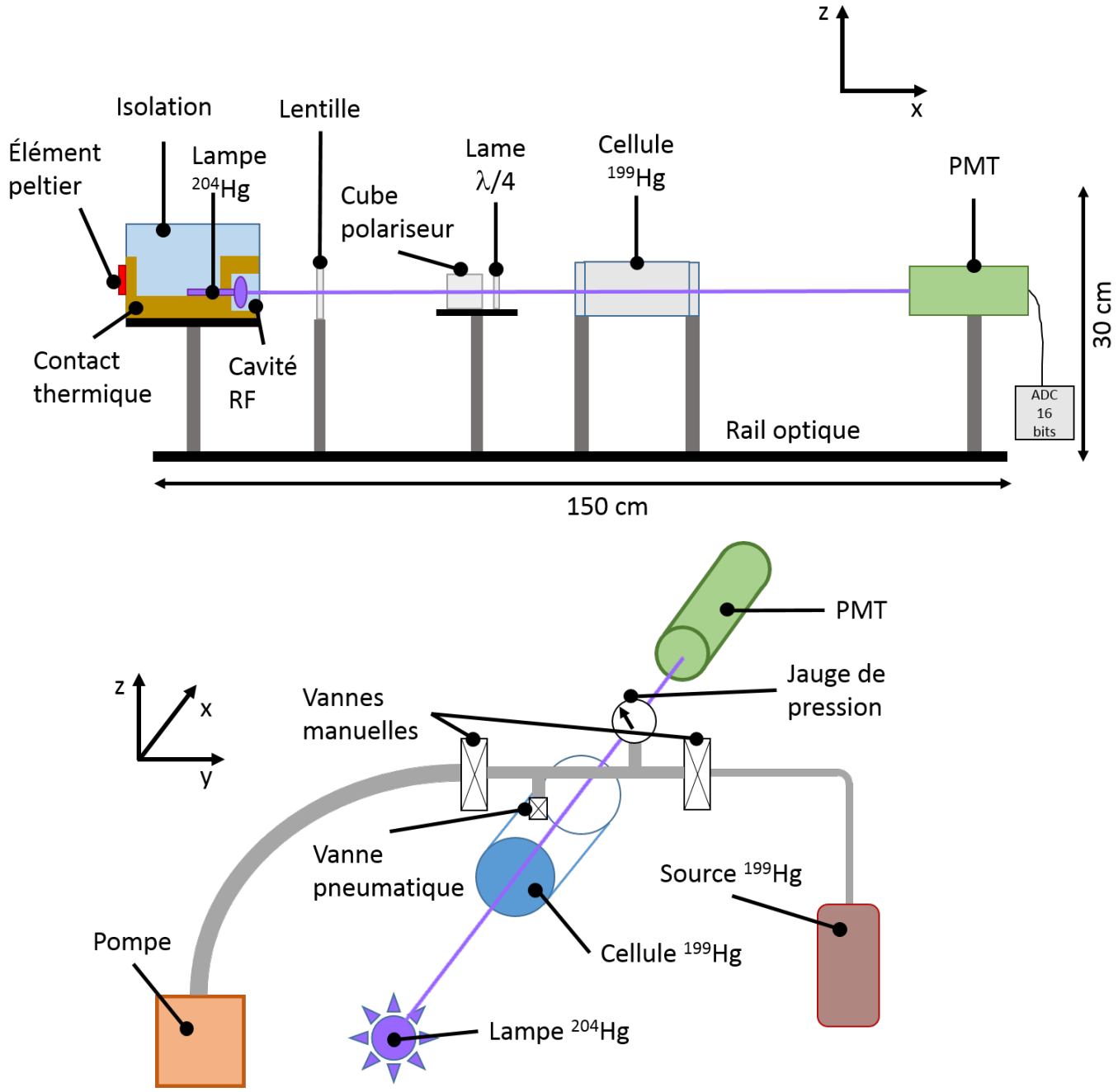

FIGURE 3.5 – En haut : Illustration de la ligne optique du banc de test. En bas : Configuration du banc de test lors du remplissage de la cellule en vapeur de ^{199}Hg.

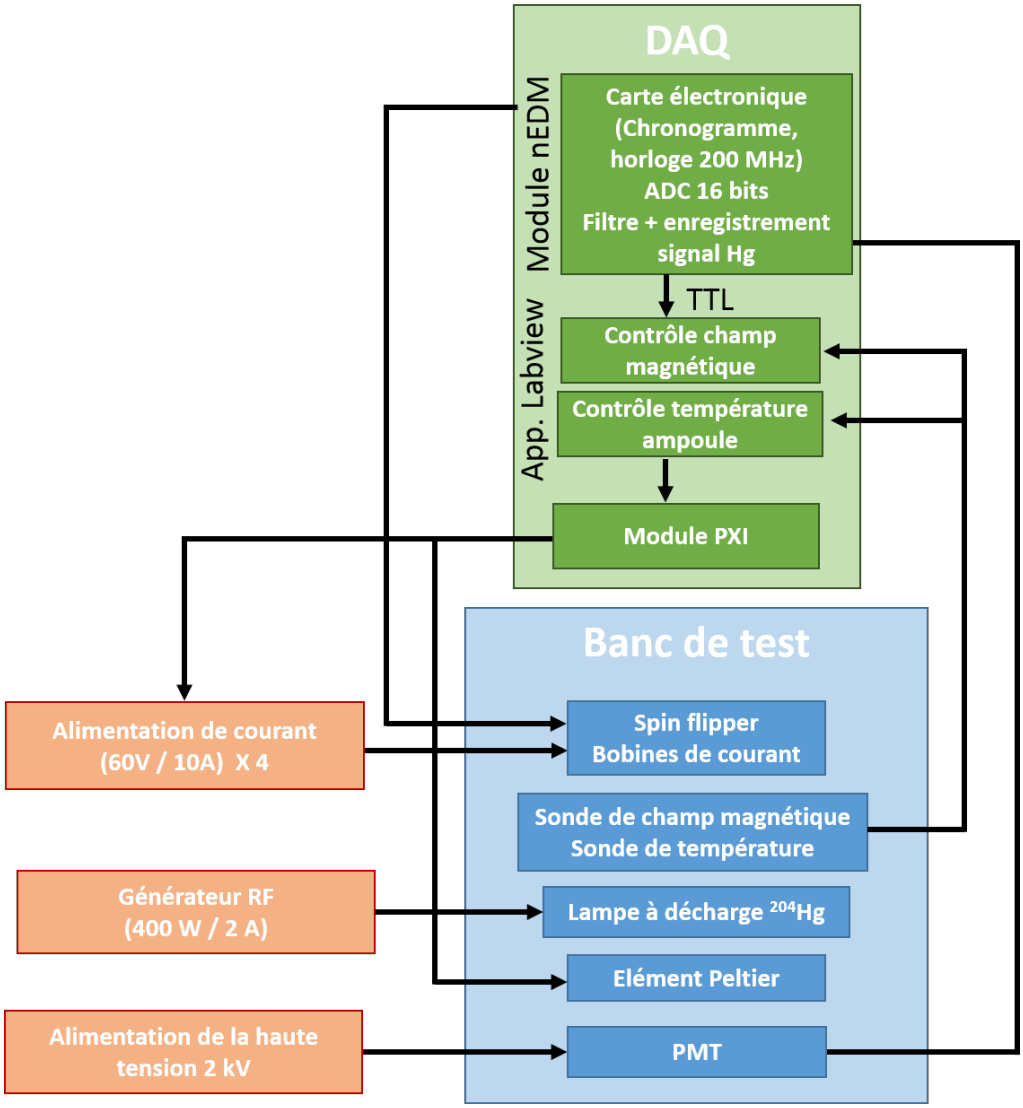

FIGURE 3.6 – Schéma de la chaine d'acquisition des données et du contrôle du banc de test ^{199}Hg.

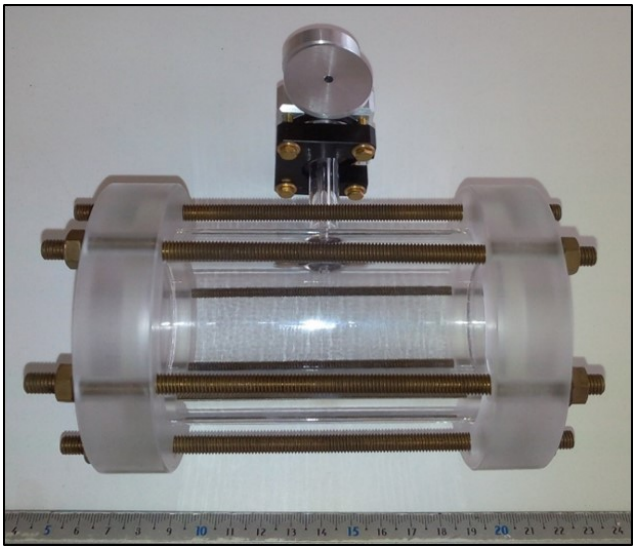

FIGURE 3.7 – Photographie de la cellule ^{199}Hg utilisée dans la réalisation des premiers test avec le banc de test ^{199}Hg.

de 10% est observée). Un appendice de 4 cm de long et de 2 mm de diamètre au bout duquel est fixée une vanne pneumatique non magnétique permet d'isoler la cellule (Fig. 3.7). Afin de minimiser le taux de dépolarisation sur les parois, la cellule a été enduite d'huile Fomblin, de façon similaire à la chambre de polarisation de l'expérience nEDM.

Le fonctionnement du banc de test repose sur une première étape qui consiste à établir un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar dans la cellule, pression mesurée par une jauge combinée Pirani/cathode froide (FRG-700) située directement après la cellule. Pour ce faire, on connecte à la cellule un groupe de pompage primaire/turbo via un tube courbé de 1 m de long et de diamètre DN40. Le dispositif de pompage est présenté en figure 3.5. Durant cette phase, toutes les vannes restent ouvertes. Lorsque le vide est satisfaisant, en général au bout de 3 jours de pompage, on fait évaporer du ^{199}Hg métallique dans le dispositif. En parallèle, on enregistre le niveau d'absorption de la lumière UV, émise par la lampe à décharge ^{204}Hg. Une fois la quantité souhaitée obtenue, on ferme la vanne pneumatique, la cellule est donc isolée du reste du banc de pompage et peut ainsi en être déconnectée. La pression dans la cellule au moment de sa fermeture est de l'ordre de quelques 10^{-4} mbar du fait de la pression de Hg. Le banc de pompage est systématiquement retiré de façon à minimiser les perturbations magnétiques. En particulier, la jauge de pression génère un fort champ magnétique qui est à l'origine de gradient de plusieurs dizaines de μT/cm.

3.2.2.2 Séquence magnétique

Dans l'expérience nEDM, le champ magnétique principal B_0 est orienté verticalement en permanence et le pompage optique et la précession libre des atomes de ^{199}Hg sont réalisés dans des volumes séparés (chambre de polarisation et chambre de précession). De même, les faisceaux lumineux de pompage et d'analyse sont produits par deux lampes à décharge distinctes. Ce mode de fonctionnement requiert un volume à vide conséquent, une vanne d'isolation des deux volumes ainsi qu'un contrôle du champ magnétique sur un

Processus	**État du spin**	**Champ magnétique**	**Temps**
Polarisation	$\lvert\uparrow\rangle_x$	$B_0\ \mathbf{x} \parallel I_{\text{lampe}}$	$t_{\text{pol}} = 60$ s
Rotation adiabatique de $\mathbf{B_0}$	$\lvert\uparrow\rangle_y$	$B_0\ \mathbf{y} \perp I_{\text{lampe}}$	$t_{\text{rot}} = 0.5$ s
Basculement $\frac{\pi}{2}$ de Rabi	-	$B_0\ \mathbf{y} + B_1 \cos(\omega t)\,\mathbf{x}$	$t_{\pi/2} = \frac{\pi}{\gamma_{\text{Hg}} B_1} = 0.3$ s
Précession libre de Larmor	$\cos(\omega t)\lvert\uparrow\rangle_x + \sin(\omega t)\lvert\downarrow\rangle_x$	$B_0\ \mathbf{y} \perp I_{\text{lampe}}$	$T_{\text{p}} = 20$ s

TABLE 3.1 – Dynamique du spin dans le banc de test ^{199}Hg.

large volume.

Le mode d'opération du magnétomètre ^{199}Hg retenu pour le banc de test simplifie significativement ces aspects (volume et homogénéité de $\mathbf{B_0}$) en ne considérant qu'un seul volume de stockage et une seule lampe. Un tel dispositif expérimental implique une dynamique du spin différente, détaillée dans la table 3.1. On applique un champ magnétique B_0 selon l'axe de propagation du faisceau noté $\mathbf{x}$ pour pomper optiquement la vapeur. Cette opération permet de construire une polarisation longitudinale. Après 60 s de pompage, temps suffisant pour atteindre la polarisation d'équilibre, on bascule de façon adiabatique le champ magnétique de 90° selon l'axe $\mathbf{y}$. Celui-ci ainsi que le spin des atomes de ^{199}Hg sont alors transverses au faisceau lumineux. Immédiatement après, on bascule de $\pi/2$ les spins dans le plan transverse à $\mathbf{B_0}$ (x,z), à l'aide d'une paire de bobines circulaires montée en configuration Helmholtz (D = 20 cm) qui génère un champ oscillant respectant la condition $\gamma_{\text{Hg}} B_1 \cdot t_{\pi/2} = \pi$ où $B_1 = 220$ nT et $t_{\pi/2} = 0.3$ s. Les spins se mettent alors à précesser librement pendant typiquement 20 s. A la fin de ce temps de précession, le champ magnétique est à nouveau basculé selon $\mathbf{x}$ pour entamer un nouveau cycle de mesure. Sur la figure 3.8, on représente les cycles de rotation du champ magnétique au cours du temps.

3.2.3 Premiers résultats

Après avoir détaillé l'environnement magnétique et la dynamique du spin qui rend possible l'opération du magnétomètre atomique ^{199}Hg, ses performances sont présentées dans la suite du document. Rappelons que l'objectif n'est pas de mesurer précisément le champ magnétique (comme c'est le cas dans l'expérience nEDM). Nous nous intéressons ici à caractériser le banc de test en vue d'y intégrer le prototype de la futur chambre de polarisation. Cette caractérisation comprend deux points essentiels : d'une part s'assurer du bon fonctionnement du pompage optique et d'autre part quantifier les sources de dépolarisation de la vapeur de ^{199}Hg .

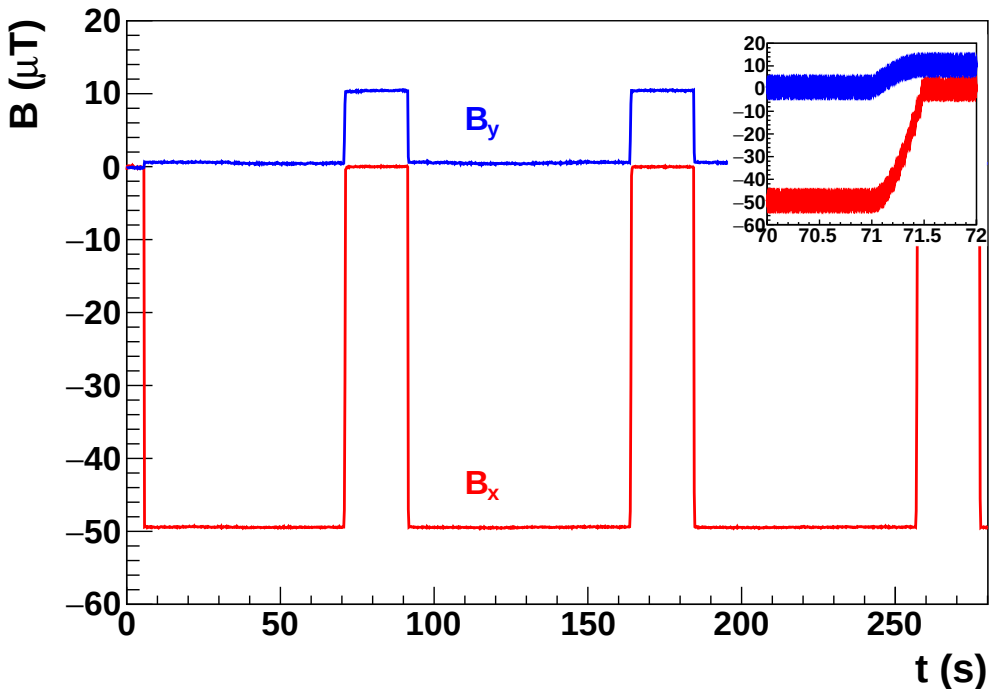

FIGURE 3.8 – Évolution temporelle du champ magnétique enregistré au centre du dispositif de test par une sonde à retour de flux tri-axe au cours d'une série de mesure. La composante $B_x(B_y)$ est représentée en rouge(bleu). Initialement, le champ magnétique est orienté dans la direction du faisceau lumineux **x** et permet le pompage optique de la vapeur de ^{199}Hg durant 60 s. Il est ensuite basculé à 90° selon **y** pour permettre l'analyse du signal ^{199}Hg pendant typiquement 20 s. Un zoom met en évidence la durée du basculement.

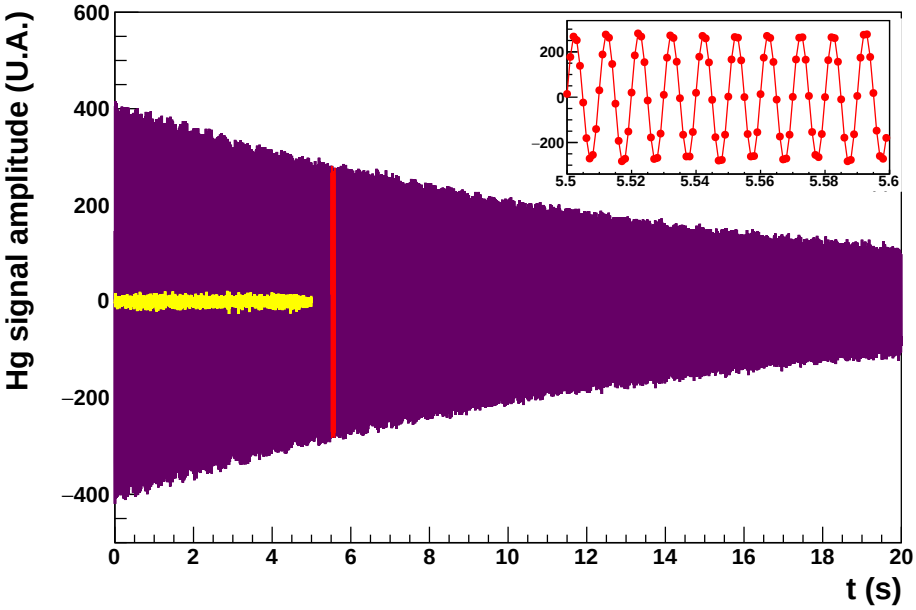

FIGURE 3.9 – Signal de précession ^{199}Hg filtré et échantillonné à 1 kHz. En rouge, un zoom permet de mettre en évidence l'oscillation du signal à 80 Hz. En jaune, la mesure antérieure du bruit du PMT est superposée au signal.

3.2.3.1 Le signal ^{199}Hg au LPSC

Les performances du pompage optique permettent l'obtention d'un rapport signal sur bruit de 100. Un signal de précession typique est présenté sur la figure 3.9. En fonctionnement normal, un temps de dépolarisation de 18 s est régulièrement mesuré à l'issue de la procédure de remplissage de la cellule. L'obtention d'un tel signal de précession est suffisante pour la mesure des mécanismes de dépolarisation qui sont présentés plus loin.

Le magnétomètre ^{199}Hg est ici opéré avec une cellule scellée contrairement à l'expérience nEDM. Cette remarque a son importance car la cellule dégaze au cours du temps, dégradant la qualité du vide. A mesure que la pression remonte (de 10^{-4} mbar à 10^{-2} mbar lors de la connexion de la cellule à la ligne de pompage), le temps de dépolarisation du signal ^{199}Hg se détériore (comme montré sur la figure 3.10). En conséquence, une campagne de mesure ne peut jamais excéder quelques heures et un pompage/remplissage de la cellule doit être effectué régulièrement.

3.2.3.2 Mécanismes de dépolarisation

Comme nous l'avons déjà vu au chapitre précédent, la polarisation de la vapeur de ^{199}Hg décroit exponentiellement. Les trois canaux de dépolarisation mesurés lors de la caractérisation du magnétomètre ^{199}Hg sont les dépolarisations par collision sur les parois T_{murs}, magnétique T_{mag}, et radiative T_{rad}. Les parties longitudinale et transverse, T_1 et T_2 respectivement, intègrent différemment la contribution provenant des inhomogénéités

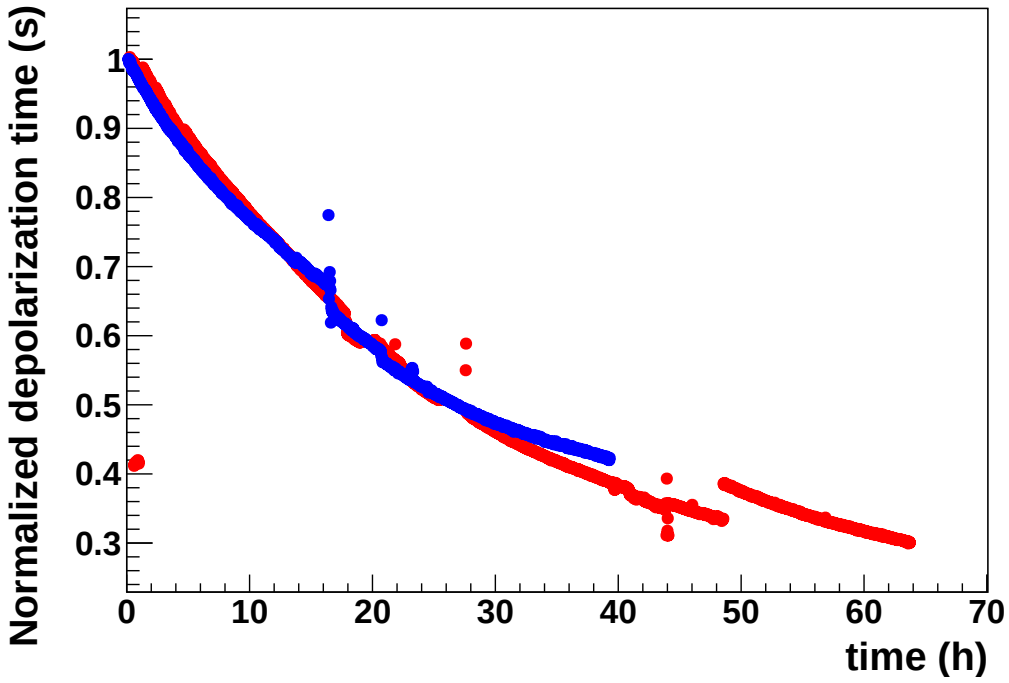

FIGURE 3.10 – Évolution du taux de dépolarisation transverse T_2 normalisé de la vapeur de ^{199}Hg au cours du temps après isolement de la cellule. Deux séries de mesure indépendantes (points bleus et rouge) sont comparées.

magnétiques :

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{\text{murs}}} + \frac{1}{T_{\text{rad}}} + \frac{1}{T_{1,\text{mag}}}, \tag{3.6}$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{\text{murs}}} + \frac{1}{T_{\text{rad}}} + \frac{1}{T_{2,\text{mag}}}. \tag{3.7}$$

Dépolarisation longitudinale et transverse : T_1 et T_2 Pour quantifier la dépolarisation longitudinale, une mesure de l'amplitude du signal ^{199}Hg est réalisée pour différents temps d'attente t_{wait} entre la rotation du champ magnétique et le basculement $\pi/2$. La décroissance de l'amplitude en fonction de t_{wait} suit une loi exponentielle dont le temps caractéristique est T_1. Sur la figure 3.11, les points ronds rouges présentent une mesure de T_1 où l'on extrait :

$$T_1 = (19.9 \pm 0.7)\ \text{s}. \tag{3.8}$$

Concernant la dépolarisation transverse, son temps caractéristique est mesuré en analysant le temps de décroissance du signal ^{199}Hg après application du basculement $\pi/2$. En condition optimale, c'est à dire juste après un remplissage, on mesure :

$$T_2 \approx 18\ \text{s}. \tag{3.9}$$

Les mesures de T_1 et T_2 intègrent différentes contributions qui sont explicitées dans la suite de cette section. Néanmoins, nous pouvons d'ores et déjà affirmer que $T_1 \approx T_2$, ce qui signifie au regard des expressions (3.6) et (3.6) que $T_{1,\text{mag}} \approx T_{2,\text{mag}}$.

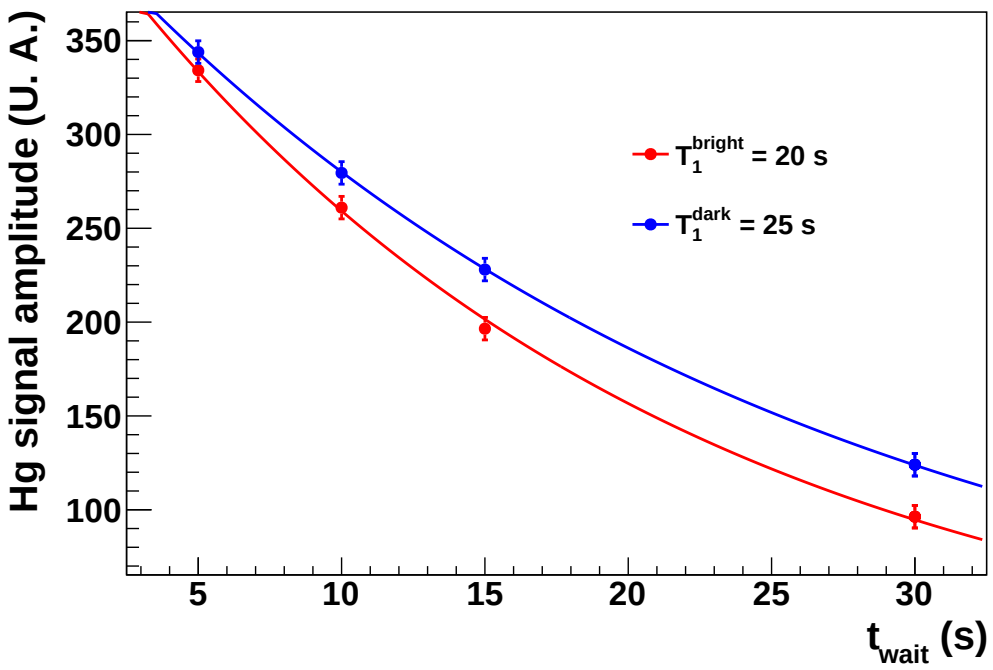

FIGURE 3.11 – Dépendance de l'amplitude du signal ^{199}Hg en fonction du temps d'attente entre la rotation du champ magnétique et le basculement $\pi/2$ des spins. En bleu, la lumière UV est obstruée pendant ce temps d'attente. En rouge, la lumière UV traverse la cellule.

Dépolarisation radiative : $T_{\mathbf{rad}}$ Au cours du processus de pompage optique, l'absorption de la lumière UV circulairement polarisée permet de construire progressivement une polarisation macroscopique de la vapeur de ^{199}Hg. Lors de l'analyse du signal de précession, c'est à dire lorsque le faisceau lumineux est perpendiculaire au champ magnétique, l'absorption d'un photon promeut un atome polarisé dans l'état fondamental m_f vers le 1er état excité m_e. Lors de la désexcitation, l'atome a une probabilité non nulle d'être dépolarisé. Ici, nous reportons la mesure du taux de dépolarisation de la vapeur de ^{199}Hg, similaire à celle présentée à la fin du chapitre 2.

Pour quantifier la dépolarisation radiative provenant de ce phénomène d'absorption, une mesure du T_1 a été réalisée en l'absence (dark) et en présence (bright) du faisceau lumineux lors du temps d'attente t_{att} entre la rotation de $\vec{B}$ et le basculement $\pi/2$. La figure 3.11 présente les résultats de cette mesure qui permet d'obtenir :

$$\left.\begin{array}{ll} T_1^{\text{bright}} & = (19.9 \pm 0.7)\ \text{s} \\ T_1^{\text{dark}} & = (24.5 \pm 0.9)\ \text{s} \end{array}\right\} \quad T_{\text{rad}} = \left(\frac{1}{T_1^{\text{bright}}} - \frac{1}{T_1^{\text{dark}}}\right)^{-1} = (106.0 \pm 7.6)\ \text{s}. \tag{3.10}$$

Du fait du double rôle du faisceau lumineux (pompage et analyse), ce temps de dépolarisation radiatif est 2 ordres de grandeur plus court que celui mesuré dans la chambre de précession de l'expérience nEDM ($\sim$ 10500 s). Il reste néanmoins long en comparaison du T_1 et du T_2.

Dépolarisation par collision sur les murs : $T_{\mathbf{murs}}$ Le dernier mécanisme de dépolarisation, celui qui domine le taux de dépolarisation dans la cellule ^{199}Hg, vient des

collisions des atomes sur les parois de la cellule. Celui-ci peut être estimé en soustrayant la dépolarisation radiative à T_1, c'est à dire, correspond à la mesure du T_1 dans le noir :

$$T_{\text{murs}} = \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_{\text{rad}}}\right)^{-1} = (24.5 \pm 0.9)\ \text{s}. \tag{3.11}$$

Pour obtenir $T_{\text{murs}} = 25$ s, la cellule a été enduite d'huile Fomblin, huile dont les propriétés optiques sont les meilleures à ce jour du point de vue du ^{199}Hg tel qu'il est utilisé dans l'expérience nEDM. A titre de comparaison, une mesure initiale du T_1 avec les surfaces de la cellule propres permettait d'obtenir $T_1 = 3$ s, montrant concrètement l'importance de l'état de surface du volume de stockage de la vapeur de ^{199}Hg.

3.3 Dépolarisation magnétique : comparaison théorie / expérience

3.3.1 Introduction à la théorie de Redfield

Récemment, Pignol et al. (2015a) ont complété l'étude théorique portant sur le décalage en fréquence et le taux de relaxation d'une particule de spin 1/2 se déplaçant dans un champ électromagnétique, dans le cadre plus général de la théorie de Redfield. Cette théorie permet d'exprimer les taux de dépolarisation en fonction de la corrélation temporelle du champ magnétique. Cette étude couvre à la fois le régime adiabatique et non-adiabatique, c'est à dire, les particules dont les temps de propagation sont lents et rapides respectivement devant le temps de précession de Larmor, et ce pour des trajectoires balistique et diffuse, autrement dit, pour des environnements à basse et forte pression respectivement (Fig. 3.15). Dans Pignol et al. (2015a), en paramétrant le champ magnétique par la somme d'une composante principale B_0 et de ses inhomogénéités $\vec{b}$: $\vec{B}(\vec{r}) = B_0\vec{y} + \vec{b}(\vec{r})$, ce taux de dépolarisation est formulé en terme des fonctions d'auto-corrélation de $\vec{b}(\vec{r})$:

$$\Gamma_{1,\text{mag}} = \gamma^2 \int_0^\infty \cos(\omega_0\tau) \left\langle b_x(0)b_x(\tau) + b_z(0)b_z(\tau)\right\rangle \mathrm{d}\tau, \tag{3.12}$$

$$\Gamma_{2,\text{mag}} = \frac{\Gamma_{1,\text{mag}}}{2} + \gamma^2 \int_0^\infty \left\langle b_y(0)b_y(\tau)\right\rangle \mathrm{d}\tau. \tag{3.13}$$

où γ est le rapport gyromagnétique et ω_0 est la pulsation de Larmor.

En régime adiabatique, c'est à dire $\omega_0\tau \gg 1$, une approximation analytique du taux de dépolarisation, valide pour tout type de mouvement, s'exprime en fonction de la vitesse de la particule et de la moyenne volumique du gradient de champ magnétique sondé. A l'inverse, il n'existe pour l'heure aucune formule analytique pour le régime non-adiabatique où $\cos(\omega_0\tau) \approx 1$.

Compte tenu du régime de fonctionnement du banc de test, $P \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ mbar et $B_0 = 13\ \mu$T, l'étude qui suit s'intègre dans la caractérisation du mécanisme de dépolarisation d'une particule balistique de spin 1/2 en régime non-adiabatique immergée

dans un champ magnétique inhomogène. Nous nous attachons dans la suite à paramétrer $\vec{b}$ linéairement de façon à exprimer les fonctions d'auto-corrélation $\langle b_i(0)b_i(\tau)\rangle$ en termes simples et ainsi comparer (3.13) à l'expérience. Ce travail est particulièrement intéressant pour calculer les taux de dépolarisation magnétique de la vapeur de ^{199}Hg dans nEDM et anticiper ceux de n2EDM.

3.3.2 Approche effective et facteurs géométriques

La formulation des équations (3.12) et (3.13) de la théorie de Redfield respecte la convention utilisée dans la table 3.1. En configuration "précession libre", le champ magnétique est orienté selon l'axe **y** et la direction longitudinale du cylindre selon **x**. Faisons l'hypothèse d'une inhomogénéité $\vec{b}$ décrite par un gradient uniforme :

$$b_x = \vec{\partial} b_x \cdot \vec{r}, \qquad b_y = \vec{\partial} b_y \cdot \vec{r}, \qquad b_z = \vec{\partial} b_z \cdot \vec{r}. \tag{3.14}$$

Nous définissons ici les gradients

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{Ty}}^2 &= \left(\frac{\partial b_x}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial b_z}{\partial y}\right)^2, \\ G_{\mathrm{Tz}}^2 &= \left(\frac{\partial b_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial b_z}{\partial z}\right)^2, \\ G_{\mathrm{L}}^2 &= \left(\frac{\partial b_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial b_z}{\partial x}\right)^2, \end{aligned}$$

ainsi que le gradient transverse global : $G_{\mathrm{T}}^2 = G_{\mathrm{Ty}}^2 + G_{\mathrm{Tz}}^2$. Le taux de dépolarisation longitudinal en régime non-adiabatique peut ainsi s'exprimer à partir des fonctions d'auto-corrélation des positions de la particule :

$$\Gamma_{1,\mathrm{mag}} = \gamma^2 G_{\mathrm{L}}^2 \int_0^\infty \langle x(0)x(\tau)\rangle \,\mathrm{d}\tau + \gamma^2 G_{\mathrm{Ty}}^2 \int_0^\infty \langle y(0)y(\tau)\rangle \,\mathrm{d}\tau + \gamma^2 G_{\mathrm{Tz}}^2 \int_0^\infty \langle z(0)z(\tau)\rangle \,\mathrm{d}\tau, \tag{3.15}$$

où nous supposons ici qu'il n'y a pas de corrélation croisée entre les coordonnées (x,y,z). Dans la suite, nous nous plaçons dans le cas particulier pertinent d'une géométrie cylindrique. Par commodité, un adimensionnement de l'équation (3.15) est réalisé de façon à exprimer $\Gamma_{1,\mathrm{mag}}$ en fonction de facteurs géométriques F. Cet adimensionnement consiste à trouver un nouveau jeu de variables qui ne fait intervenir que la vitesse thermique du gaz $v_{\mathrm{T}} = \sqrt{k_{\mathrm{B}}T/M}$ et la taille typique de la cellule.

Un cylindre est défini par deux directions privilégiées : son rayon R et sa hauteur H. De fait, les facteurs géométriques dépendent a priori de manière non triviale du rapport d'aspect $a = \frac{H}{2R}$. Nous réalisons la substitution suivante :

$$x \rightarrow \chi = \frac{x}{H} \qquad z \rightarrow \zeta = \frac{z}{R} \tag{3.16}$$

$$\tau_{\mathrm{L}} \rightarrow \sigma_{\mathrm{L}} = \tau_{\mathrm{L}}\frac{v_{\mathrm{T}}}{H} \qquad \tau_{\mathrm{T}} \rightarrow \sigma_{\mathrm{T}} = \tau_{\mathrm{T}}\frac{v_{\mathrm{T}}}{R} \tag{3.17}$$

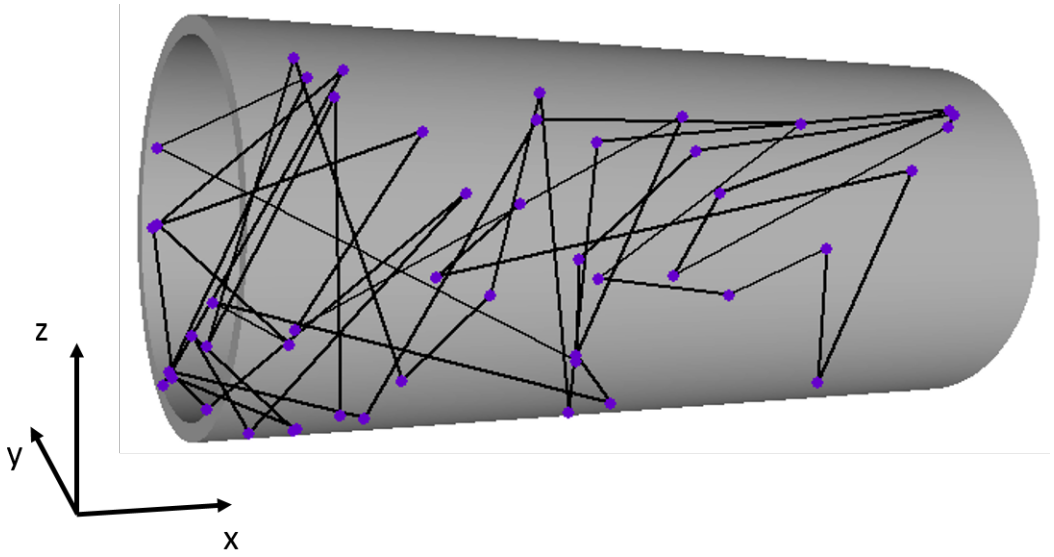

FIGURE 3.12 – Trajectoire simulée d'un atome de ^{199}Hg à l'équilibre thermique ($T = 300$ K), piégé dans un cylindre ($R = 2$ cm, $H = 10$ cm) au bout de 25 rebonds.

qui permet de réécrire (3.12) et (3.13) de la façon suivante :

$$\Gamma_{1,\mathrm{mag}} = \gamma^2 G_{\mathrm{T}}^2 \frac{R^3}{v_{\mathrm{T}}} F_{\mathrm{T}}(a) + \gamma^2 G_{\mathrm{L}}^2 \frac{H^3}{v_{\mathrm{T}}} F_{\mathrm{L}}(a), \tag{3.18}$$

$$\Gamma_{2,\mathrm{mag}} = \frac{\Gamma_{1,\mathrm{mag}}}{2} + \gamma^2 \left(\frac{\partial b_y}{\partial y}^2 + \frac{\partial b_y}{\partial z}^2 \right) \frac{R^3}{v_{\mathrm{T}}} F_{\mathrm{T}}(a) + \gamma^2 \frac{\partial b_y}{\partial x}^2 \frac{H^3}{v_{\mathrm{T}}} F_{\mathrm{L}}(a), \tag{3.19}$$

où les facteurs géométriques F sont définis par l'intégrale des fonctions d'auto-corrélation du nouveau jeu de variables :

$$F_{\mathrm{L}} = \int_0^\infty \cos(\omega_0 \tau) \langle \chi(0)\chi(\sigma_{\mathrm{T}}) \rangle \, \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{L}}, \tag{3.20}$$

$$F_{\mathrm{T}} = \int_0^\infty \cos(\omega_0 \tau) \langle \zeta(0)\zeta(\sigma_{\mathrm{T}}) \rangle \, \mathrm{d}\sigma_{\mathrm{T}}. \tag{3.21}$$

3.3.3 Calcul des fonctions d'auto-corrélation par Monte-Carlo

Les fonctions d'auto-corrélation entrant dans le calcul des facteurs géométriques sont calculées par une simulation Monte-Carlo. Les expressions (3.12) et (3.13) correspondent à une moyenne d'ensemble. En se basant sur le théorème ergodique elles sont également valides dans le cas d'une particule suivie sur une période $T_{\mathrm{obs}} \gg \tau_{\mathrm{coll}}$ où τ_{coll} est le temps moyen entre deux collisions. Nous simulons donc une seule particule à l'équilibre thermique ayant une trajectoire balistique et rebondissant 10^7 fois sur les parois diffuses d'un cylindre, autrement dit, la distribution angulaire des vitesses suit la loi en cosinus de Lambert (Fig. 3.12).

Pour s'assurer de la validité de cette simulation, on vérifie que les deux quantités suivantes sont bien reproduites : le libre parcours moyen $\langle \lambda \rangle$, calculé à partir de la formule

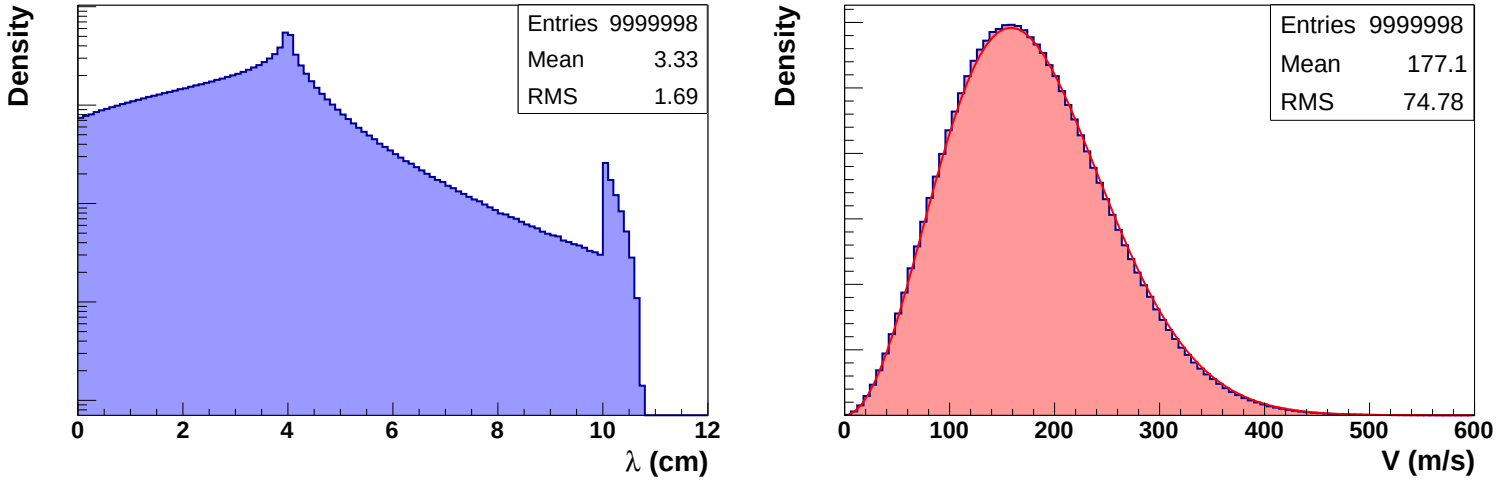

FIGURE 3.13 – Résultats d'une simulation MC comprenant un atome de ^{199}Hg rebondissant 10^7 fois sur les parois d'une cellule cylindrique ($R = 2$ cm, $H = 10$ cm, $a = 2.5$) à température ambiante $T = 300$ K. A gauche : Distribution de la distance entre deux collisions successives, dont la moyenne correspond à la valeur théorique attendue $\langle\lambda\rangle = 3.333$ cm. A droite : Distribution des vitesses après chaque collision normée par l'intervalle de temps entre deux collisions, dont la moyenne correspond à la valeur théorique attendue $\langle v\rangle = 178.6$ m/s.

de Clausius, et la vitesse moyenne arithmétique $\langle v\rangle$ des particules :

$$\begin{aligned} \langle\lambda\rangle &= \frac{4V}{S} = 2\,\frac{RH}{R+H}\bigg|_{\text{cyl}} \qquad (3.22)\\ \langle v\rangle &= \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}T}{\pi m}}, \end{aligned}$$

où V est le volume de la cellule, S sa surface, T la température des parois et m est la masse de l'atome considéré. Les distributions de ces deux grandeurs pour un atome de ^{199}Hg piégé dans une cellule aux parois totalement diffuses et de dimensions $R = 2$ cm et $H = 10$ cm (soit $a = 2.5$) à température ambiante, sont présentées sur la figure 3.13. Dans ce cas de figure, les relations (3.23) prédisent les valeurs $\langle\lambda\rangle = 3.33$ cm et $\langle v\rangle = 178.6$ m/s, bien reproduites ici. A partir de la connaissance de la position des collisions de la particule sur les parois de la cellule, il est possible de calculer les fonctions d'auto-corrélation $\langle\chi(0)\chi(\sigma)\rangle$ et $\langle\zeta(0)\zeta(\sigma)\rangle$. Ce calcul est ainsi répété pour différents rapports a.

Pour chaque simulation réalisée, les coefficients d'auto-corrélation $R_\chi(\sigma) = \langle\chi(0)\chi(\sigma)\rangle$ et $R_\zeta(\sigma) = \langle\zeta(0)\zeta(\sigma)\rangle$ sont calculés de la façon suivante :

$$\begin{aligned} R_\chi(\sigma) &= \int_0^\infty \chi(t)\;\chi(t+\sigma)\;\mathrm{d}t \qquad (3.23)\\ &= \sum_{i=1}^{N_b-1}\int_{t_i}^{t_{i+1}} (a_i t + b_i)\;(c_i(t+\sigma) + d_i)\;\mathrm{d}t, \qquad (3.24) \end{aligned}$$

où N_b est le nombre total de collisions, a_i et b_i(c_i et d_i) paramétrisent la direction de la

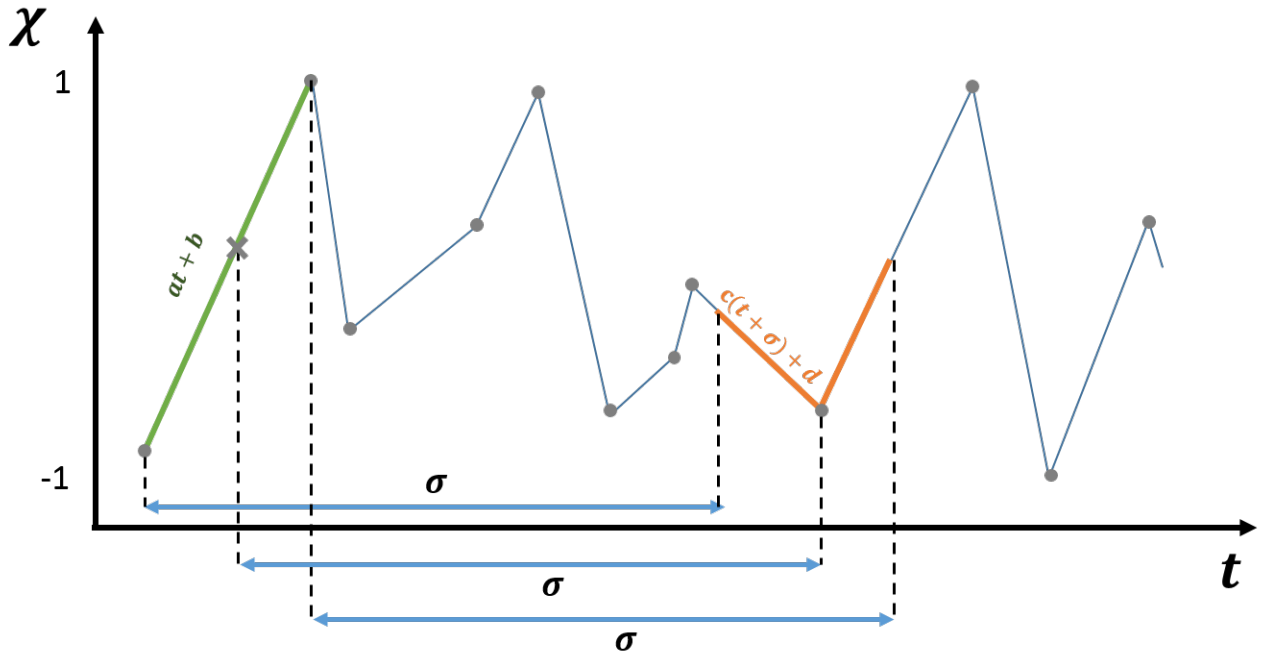

FIGURE 3.14 – Illustration du découpage temporel de la position de la particule au cours des différentes collisions sur les parois, matérialisées par les points gris. Sur les portions affines continues par morceau (par exemple ligne verte et orange), il est possible d'intégrer analytiquement le produit $\chi(t)\ \chi(t+\sigma)$.

particule balistique après le rebond au temps $t(t+\sigma)$ (se référer à la figure 3.14 pour une illustration du principe du calcul 3.23). Le résultat d'un calcul d'une fonction d'auto-corrélation est présenté sur la figure 3.16 pour une particule balistique piégée dans un cylindre de rapport d'aspect $a = 0.5$.

Dans la table 3.2, un récapitulatif des facteurs géométriques $F_{\mathrm{T}}(a)$ et $F_{\mathrm{L}}(a)$ pour les différents volumes d'intérêt de l'expérience nEDM est présenté. La connaissance des facteurs géométriques intégrant (3.18) et (3.19) permet de prédire l'évolution de $\Gamma_{1,\mathrm{mag}}$ et $\Gamma_{2,\mathrm{mag}}$ en fonction des gradients de champ magnétique.

3.3.4 Adiabaticité du magnétomètre ^{199}Hg

La validité de l'expression (3.15) repose sur le fait que le magnétomètre ^{199}Hg se trouve en régime non-adiabatique. Comme nous l'avons déjà vu, ce régime implique que la pulsation de Larmor ω_0 est bien inférieure aux fréquences caractéristiques de collisions sur les parois. Pour quantifier la validité de l'hypothèse non-adiabatique, il faut donc comparer les temps caractéristiques de décroissance des fonctions R_χ et R_ζ devant le temps de précession du spin dans un champ de 13 μT (défini dans le banc de test). La figure 3.16 permet cette comparaison. La cellule ^{199}Hg étant allongée dans la direction z, on constate que la corrélation de la position des atomes décroit rapidement dans la direction x comparée au temps de décroissance de la fonction $\cos\omega_0\sigma$. Ce n'est pas le cas dans

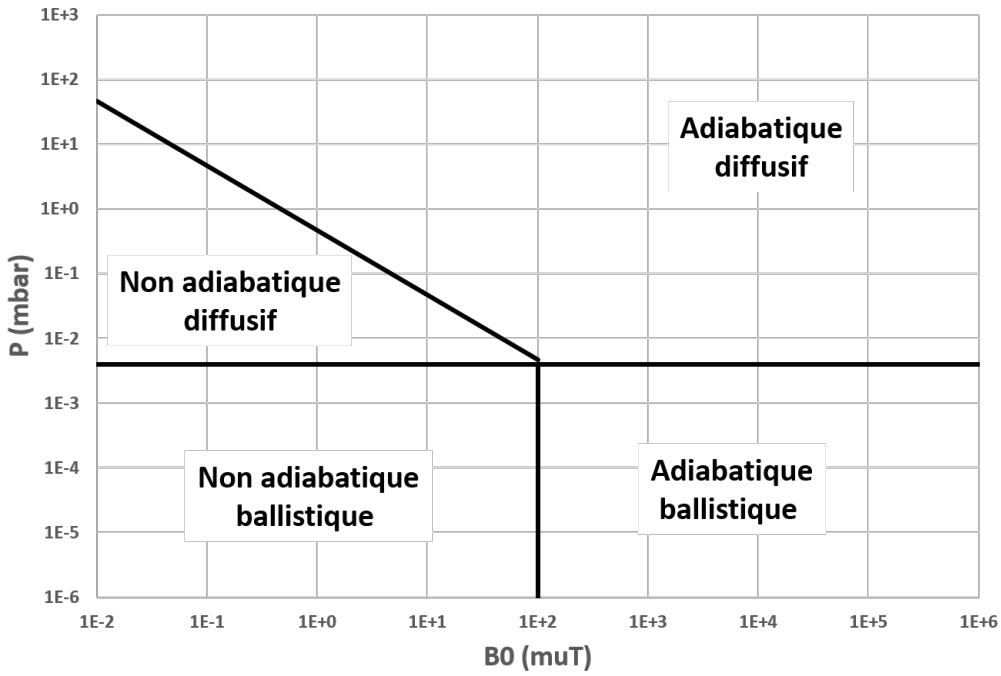

FIGURE 3.15 – Position des différents régimes de fonctionnement possible d'un magnétomètre atomique, ici dans le cas du ^{199}Hg, en fonction de la pression du gaz et du champ magnétique immergeant le volume de stockage.

la direction z, il faut en effet plus de temps aux atomes pour rencontrer les parois dans cette direction. En conséquence l'approximation $\cos\omega_0\sigma \approx 1$ n'est pas valide, et le terme $\cos\omega_0\sigma$ doit être pris en compte dans le calcul des facteurs géométriques.

3.3.5 Confrontation de la théorie à l'expérience

Pour confronter la théorie de Redfield à l'expérience, on génère un gradient vertical de 0 à 600 nT/cm tout en compensant le champ magnétique champ terrestre, en utilisant les deux bobines de courant horizontales. En vertu de l'équation de Maxwell $\mathbf{div}\vec{B} = 0$, l'application d'un tel gradient implique donc la présence de gradients horizontaux. Par symétrie de construction, on attend :

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = -\frac{1}{2}\frac{\partial B_z}{\partial z}, \tag{3.25}$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{1}{2}\frac{\partial B_z}{\partial z}. \tag{3.26}$$

La figure 3.17 montre les gradients mesurés en fonction du courant injecté dans les bobines de champ magnétique. Dans la suite, les résultats sont présentés en fonction du gradient $\partial B_x/\partial x$ car c'est la contribution dominante de la dépolarisation, mais le calcul théorique prendra également en compte les termes dépendants des gradients $\partial B_y/\partial y$ et $\partial B_z/\partial z$.

La fonction suivante permet de comparer la prédiction de la théorie de Redfield aux données :

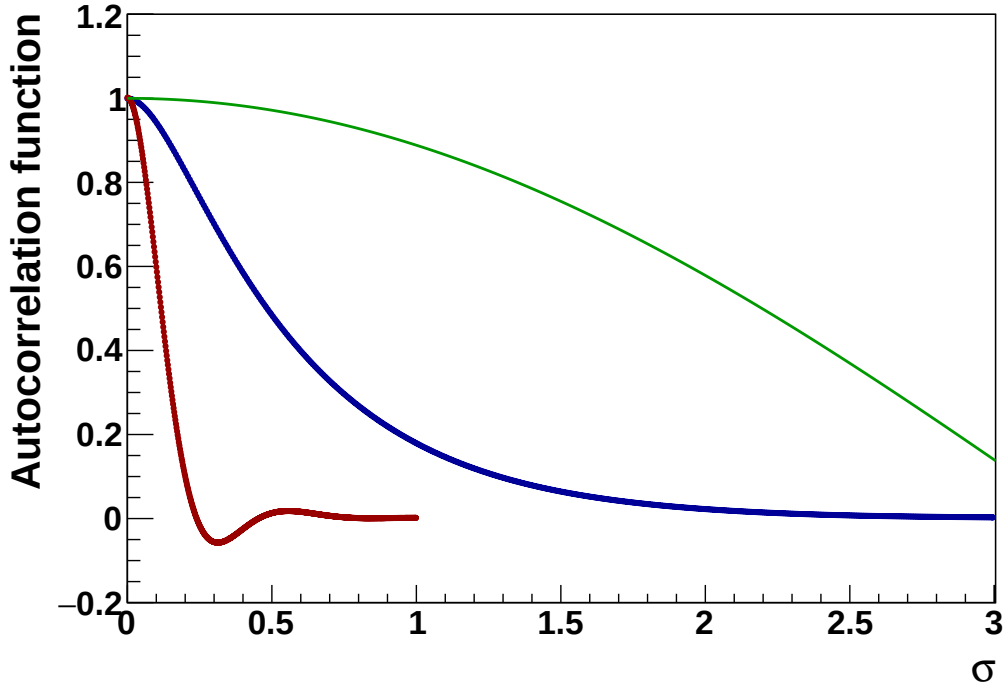

FIGURE 3.16 – En rouge(bleu) : fonction d'auto-corrélation $R_\chi(R_\zeta)$ d'une particule balistique piégée dans un cylindre où $a = 0.5$, dont le temps caractéristique de décroissance est $\sigma_{\mathrm{T}}^{\mathrm{c}}(\sigma_{\mathrm{L}}^{\mathrm{c}})$. En vert : amplitude du terme $\cos\omega_0\tau$.

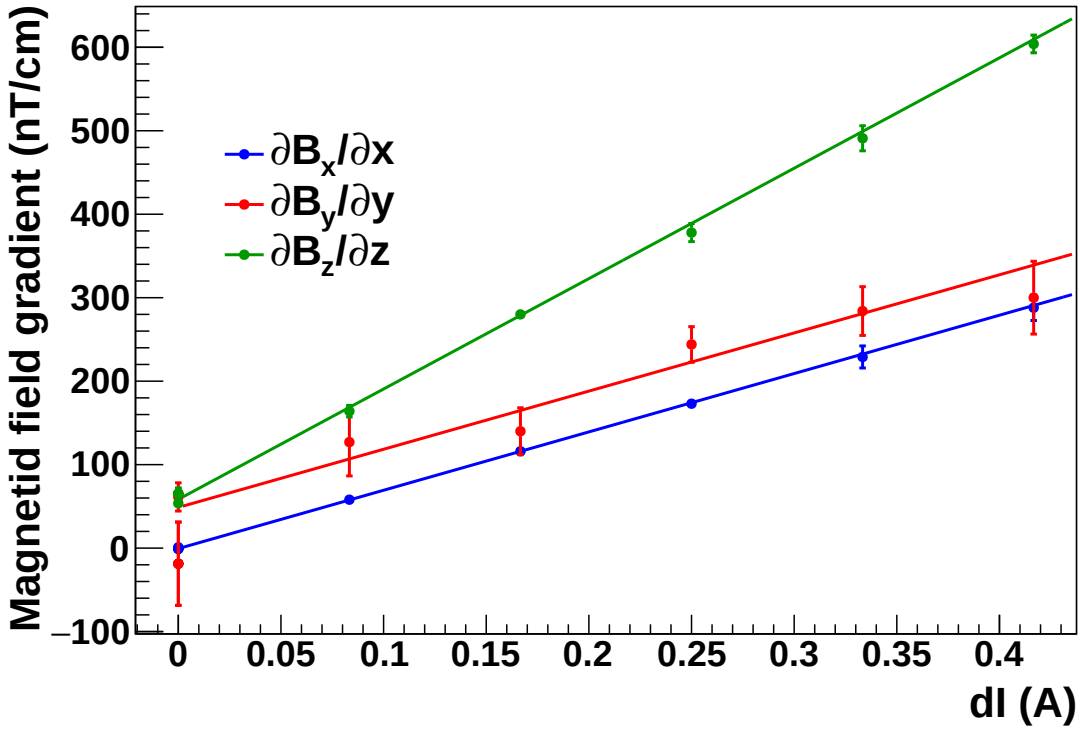

FIGURE 3.17 – Mesure des gradients de champ magnétique contribuant fortement à la dépolarisation magnétique en fonction du courant injecté dans les bobines de courant.

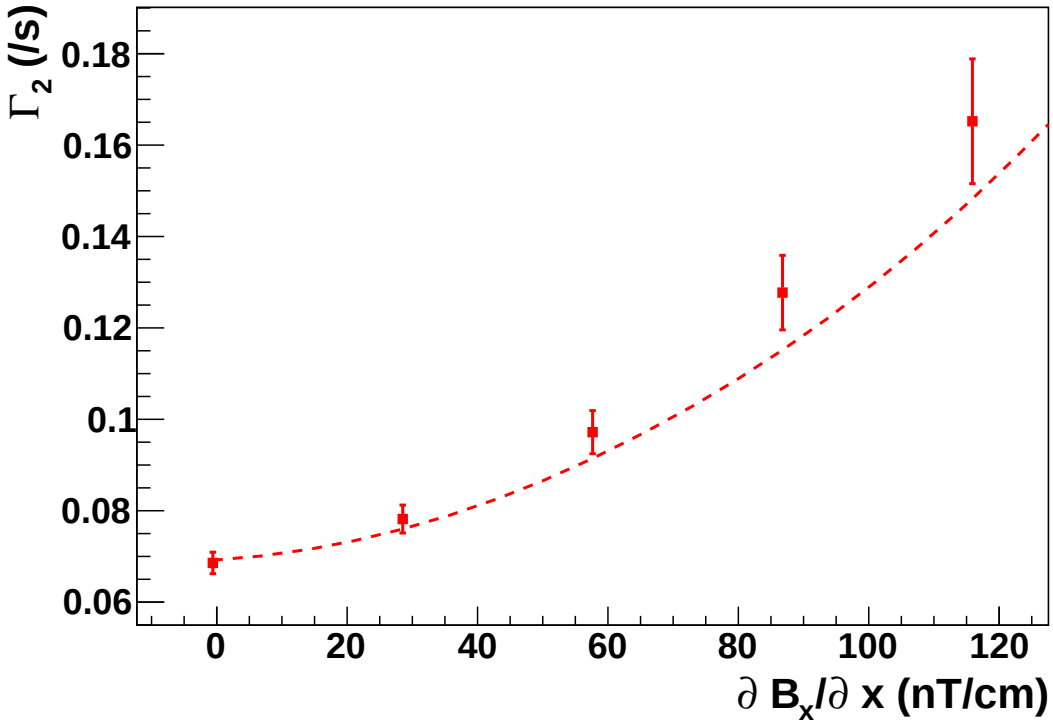

FIGURE 3.18 – Mesure du temps de dépolarisation transverse dans une champ magnétique $B_0 = 13\ \mu$T en fonction du gradient de la composante B_x le long de l'axe x. La ligne en pointillée représente la prédiction théorique 3.27

$$\Gamma_2(\partial B_x/\partial x) = \Gamma_{\text{murs}} + \Gamma_{\text{rad}} + \Gamma_{2,\text{mag}}(\partial B_x/\partial x), \tag{3.27}$$

où Γ_{murs} et Γ_{rad} sont les taux de polarisation sur les parois et radiatif fixes, mesurés en (3.10) et (3.11).

La dépendance de Γ_2 en fonction du gradient de champ magnétique appliqué au centre du banc de test est présentée sur la figure 3.18. Les valeurs de Γ_2 sont déterminées à partir de l'estimateur du T_2 présenté au chapitre 2 (Sec. 2.37) [2]. Compte tenu de la reproductibilité moyenne des mesures, on attribue une incertitude de 0.5 s à la valeur de T_2 qui est propagée à Γ_2. Notons que la prédiction théorique (3.19) n'est pas ajustée sur les données. On constate un accord théorie / expérience raisonnable. L'écart à peine significatif entre la théorie et l'expérience peut sans doute s'expliquer par la valeur de la pression à l'intérieur de la cellule. Si l'on se réfère à la figure 3.15, à $B_0 = 13\ \mu$T et $P = 10^{-3}$ mbar, nous voyons que nous sommes en limite du régime non-adiabatique balistique.

A partir de cette figure, nous pouvons également conclure que la contribution des gradients résiduels ($\partial B_x/\partial x$ de l'ordre de quelques nT/cm lorsque l'on n'applique pas de gradient artificiel) à la dépolarisation des atomes de ^{199}Hg est négligeable devant $\Gamma_{\text{murs}} + \Gamma_{\text{rad}}$.

2. Une minimisation du χ^2 de l'ajustement de signal ^{199}Hg est peu fiable du fait des larges fluctuations de champ magnétique au cours de la précession des atomes.

Volume	B_0 (μT)	R / H (cm)	$F_{\mathrm{T}}(a)$	$F_{\mathrm{L}}(a)$
Prototype	13	7 / 14	0.162	0.036
Cellule	13	2 / 10	0.147	0.047
Chambre préc.	1	23.5 / 12	0.249	0.027
Chambre pol.	1	3.5 / 30	0.144	0.083

TABLE 3.2 – Synthèse des facteurs géométriques longitudinal et transverse des différents volumes mis en jeu dans le banc de test et le spectromètre nEDM, calculés par simulation Monte-Carlo.

Les facteurs F_{T} et F_{L} permettent de calculer le taux de dépolarisation magnétique dans le spectromètre nEDM. Les chambres de polarisation et précession nEDM qui sont à température ambiante ($v_{\mathrm{T}} = 111$ m/s), ont un rapport d'aspect $a = 4.3$ et 0.26 respectivement. Avec une estimation des gradients moyens $G < 100$ pT/cm dans le blindage de nEDM, les expressions (3.18) et (3.19) mènent à :

$$T_{1,\mathrm{mag}} > 1500 \text{ s}, \tag{3.28}$$

$$T_{2,\mathrm{mag}} > 1000 \text{ s}. \tag{3.29}$$

Cette limite supérieure confirme le caractère négligeable, dans l'expérience nEDM, de cette source de dépolarisation devant la dépolarisation sur les parois ($T_{\mathrm{murs}} \approx 100$ s) évoquée au début du chapitre 2.

3.4 Conclusion

Un banc de test a été construit dans le but initial de créer un environnement magnétique homogène (de l'ordre de 10 nT/cm) sur un volume 50 cm^3. Nous avons démontré qu'il était possible de réaliser une mesure de physique en opérant une vapeur de ^{199}Hg contenue dans une cellule scellée. Cela permet de conclure que la phase de mise en opération est terminée et que nous pouvons dès à présent nous tourner vers une phase de tests du prototype de la chambre de polarisation pour n2EDM.

La prise de données de la phase nEDM, objet du chapitre suivant, va s'arrêter à la fin de cette année. Pour la collaboration nEDM, cela signifie concrètement que la recherche et développement pour n2EDM va se poursuivre en 2017 en parallèle de la désinstallation de l'appareillage existant puis de l'aménagement du blindage cubique 7 couches, actuellement en cours de fabrication.

Chapitre 4

Analyse des données nEDM et limite préliminaire

Sommaire

4.1 La campagne de mesure nEDM 2015 104
4.1.1 Plan général 104
4.1.2 Optimisation du temps de précession 107
4.1.3 Fréquence d'inversion du champ électrique 108
4.1.4 Performance de la source UCN à PSI 109
4.1.5 Conclusions 110
4.2 Production de données en aveugle 110
4.2.1 Principe général 112
4.2.2 Validation de la procédure 113
4.3 Suivi de la qualité des données en ligne 118
4.4 Chaîne d'analyse des données 119
4.4.1 Première réduction des données 121
4.4.2 Analyse de la frange de Ramsey 126
4.4.3 Correction du rapport des fréquences R 130
4.4.4 Estimation de l'EDM : R vs E 134
4.5 Validation de l'analyse 135
4.5.1 Ajustement de la frange de Ramsey et rapport R 135
4.5.2 Influence des variations du gradient vertical de champ magnétique 138
4.5.3 Corrélation R vs $\mathbf{E}$ 139
4.6 Résultat final et interprétation 140
4.6.1 Analyse du point de croisement 140
4.6.2 Budget des systématiques 141
4.6.3 Mesure de l'EDM du neutron et limite d'exclusion préliminaire 143
4.7 Conclusion 144

D'un point de vue général, cette thèse s'est structurée avec les avancées progressives réalisées au cours des prises de données nEDM en 2013, 2014 et 2015. Les courtes périodes de collecte de données en 2013 et 2014 ont permis de préparer celle de 2015 dans les meilleures conditions. Ce chapitre suit essentiellement la chronologie de cette production de données nEDM. Je précise en préambule de ce chapitre que la collaboration nEDM a fait le choix de définir deux groupes d'analyse indépendants, les résultats et discussions développés ici représentent la contribution de l'analyse *West*. Dans un premier temps, la campagne de mesure nEDM 2015 et la production des données est présentée. Ensuite, je discuterai du suivi de la qualité des données en ligne, ce point constituant une réalisation importante que j'ai apporté à l'expérience nEDM. Enfin, la description de la chaine d'analyse des données servira de préambule à l'analyse menant à l'estimation de l'EDM du neutron avec une sensibilité encore jamais atteinte.

4.1 La campagne de mesure nEDM 2015

En 2015, l'expérience nEDM a accumulé une sensibilité statistique $\sigma_{d_\mathrm{n}}^N = 1.64 \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$ en 136 jours de prise de données, qui se sont étalés du 03 août au 14 décembre. La sensibilité journalière sur l'EDM du neutron à la fin de la campagne de mesure est de 13×10^{-26} $e\,\mathrm{cm}$. A raison de 288 cycles de Ramsey par jour, atteindre l'objectif en précision de la phase actuelle de $\sim 1 \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$, requiert environ 200 jours continus de fonctionnement de l'appareil. Cet objectif devrait être atteint d'ici à la fin de l'année 2016 avec le fonctionnement actuel de l'expérience.
Dans cette section, une revue des principaux éléments qui caractérisent la prise de données nEDM 2015 est parcourue. Cela permet notamment de comprendre le séquencement de la production des données et de se familiariser avec les échelles de temps mises en jeu dans l'expérience nEDM.

4.1.1 Plan général

Le principe de mesure de l'EDM du neutron à PSI s'appuie sur la mesure de la fréquence de Larmor des neutrons ultrafroids via la méthode de Ramsey et ce, pour les deux configurations parallèle et anti-parallèle des champs magnétique et électrique.

Compte tenu des diverses contraintes techniques détaillées dans la suite de cette section, cette prise de données est découpée en périodes correspondant à des configurations de champ magnétique stable, nommées **séquences**. Au cours d'une séquence, les courants dans les bobines de B_0 et de compensation restent donc inchangés et aucune démagnétisation du blindage n'a lieu. Comme nous l'avons vu à la fin du chapitre 2, l'effet systématique principal de l'expérience est proportionnel au gradient vertical de champ magnétique $G_{1,0}$ et ne peut pas être directement corrigé. La stratégie pour l'annuler consiste à mesurer l'EDM du neutron pour différents $G_{1,0}$, dans une gamme où le rapport R dépend linéairement du gradient 4.4.3, et ce dans les deux directions de B_0, $\uparrow$ et $\downarrow$. A chaque changement de configuration magnétique, 2 à 3 fois par semaine, nous changeons donc sciemment le gradient vertical du champ magnétique, la direction de $\mathbf{B_0}$ est quant à elle inversée 1 à 2 fois par mois. Ce premier découpage de la prise de données est illustré sur la figure 4.1 en présentant le gradient moyen mesuré par les CsM avec les inversions de la direction de

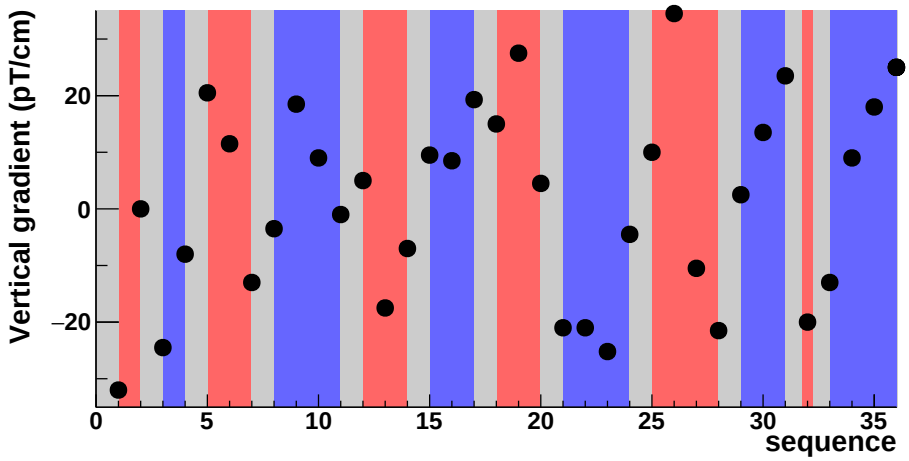

FIGURE 4.1 – Découpage en séquence de la prise de données nEDM 2015, s'étalant sur 4 mois et demi. Une configuration magnétique est ici caractérisée par une direction de champ magnétique (bande bleu : $B_0^{\downarrow}$ et bande rouge $B_0^{\uparrow}$) et une valeur de gradient vertical (•). La gamme de gradient vertical sondée s'étend de -35 à 35 pT/cm. L'inversion de la direction du champ magnétique est systématiquement suivie d'une démagnétisation du blindage (bande grise).

B_0, entrecoupées de démagnétisation du blindage.

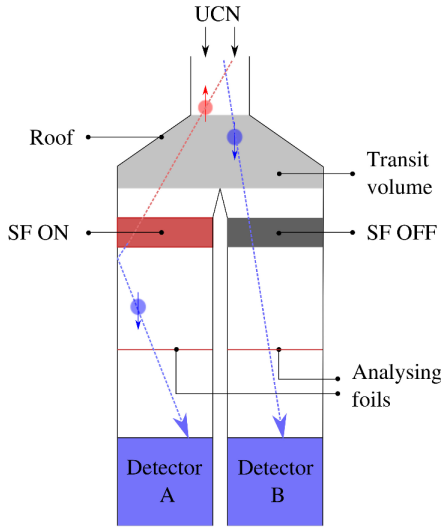

FIGURE 4.2 – Principe de fonctionnement de l'analyseur simultané de spin, USSA (Helaine, 2014).

Norm. : État 1	**Inv. : État 2**
0/0/1	0/1/0
1/1/0	1/0/1
0/1/0	0/0/1
1/0/1	1/1/0

TABLE 4.1 – Discrimination des états "normal" ou "inversé" de l'USSA en fonction de l'état (ON ou OFF) des *spin-flipper* SF1/SFA/SFB. Les indices 1 et 2 sont utilisés dans l'analyse de la frange de Ramsey pour différencier ces deux états en raison de l'asymétrie de détection des détecteurs A et B.

Une séquence est elle même découpée en **sous-séquence**. En effet, la polarité du champ électrique E est régulièrement inversée, environ 5 à 6 fois par jour. Ces inversions régulières permettent de définir les sous-séquences, période minimale de type (+ 0 - - 0 +) pour laquelle il est possible d'obtenir une estimation de l'EDM du neutron.

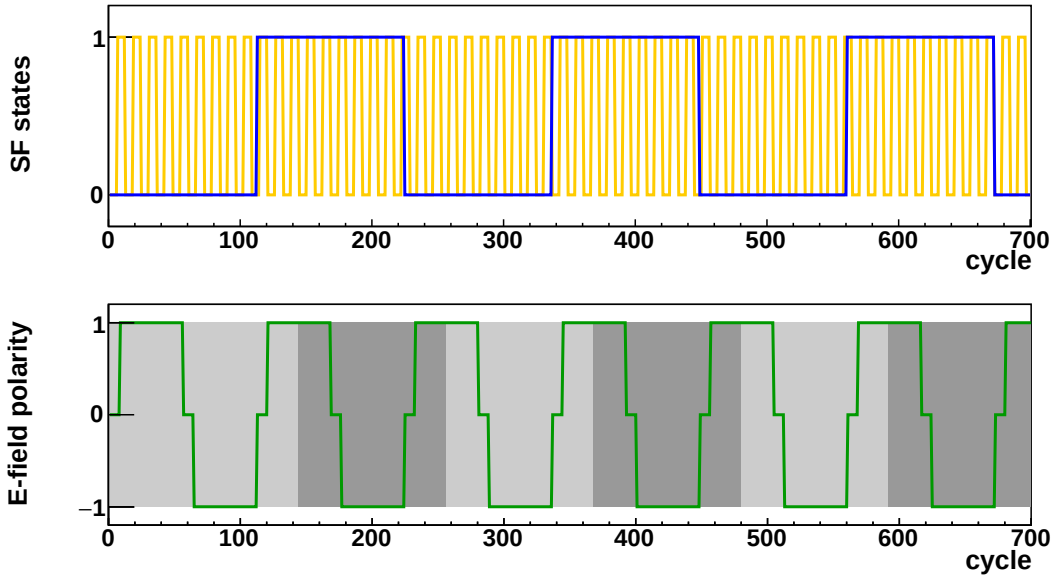

FIGURE 4.3 – Évolution temporelle, en haut, de l'état des spin-flipper SF1 (trait bleu), SFA (trait jaune) et, en bas, de la direction du champ électrique au cours d'une séquence d'une durée de 2 jours. Les bandes grises matérialisent le découpage des données en sous-séquence.

Un autre point, concerne l'analyse de la polarisation des neutrons dans le système de détection. L'appareil permettant la discrimination des états de spin des UCN, appelé USSA, est schématisé sur la figure 4.2. L'analyse des composantes de spin ↑ et ↓ est réalisée à l'aide de miroirs magnétiques, constitués d'une feuille de fer magnétisée, qui ne laissent passer que les spins ↓. La présence d'un *spin flipper* dans chacun des bras A et B, notés SFA et SFB, permet de définir la composante de spin qu'ils détectent. Nous définissons l'état "normal" lorsque les neutrons de spin ↓ sont détectés dans le bras A (SFA = 0) et ceux de spin ↑ sont détectés dans le bras B (SFB = 1). Nous inversons les états de SFA et SFB tous les 4 cycles, pour également compter les UCN dans l'état "inverse". La définition de ces deux états est explicitée dans la table 4.1. Ce renversement permet notamment de vérifier a posteriori l'absence de corrélation entre l'efficacité de détection des 2 bras avec le champ électrique.

Enfin, le dernier élément caractérisant une séquence est l'état du SF situé entre l'aimant supraconducteur et le spectromètre, nommé SF1. Celui-ci est inversé tous les 112 cycles et définit l'état de spin des UCN (↑ ou ↓) en entrée de la chambre de précession. Nous pouvons ainsi vérifier que notre procédure de mesure de f_{n} ne dépend pas de la projection initiale. L'évolution de ces 3 éléments (**E**, SF1 et SFA/SFB) est synthétisée sur la figure 4.3, correspondant à la séquence 2015_24 (séquence reprise dans la suite du document pour illustrer l'analyse des données correspondant au run 10345).

Maintenant que les éléments généraux de la prise de données ont été présentés, je détaille les aspects importants qui conditionnent la durée d'un cycle de mesure, d'une sous-séquence et enfin d'une séquence.

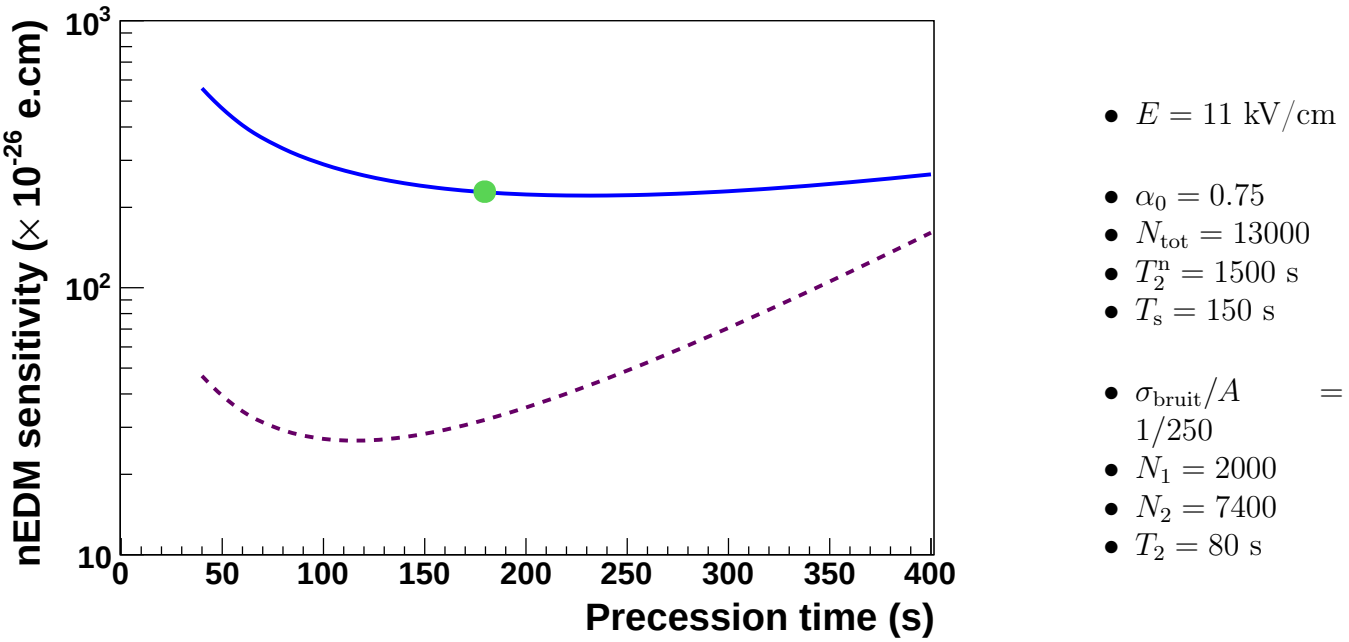

FIGURE 4.4 – Dépendance de la sensibilité cycle à cycle sur l'EDM du neutron de l'expérience nEDM@PSI en fonction du temps de précession du spin des UCNs. En bleu : Sensibilité statistique neutron (4.1). En mauve : Sensibilité ^{199}Hg calculée à partir (4.2). Le point correspond à $\sigma_{d_\mathrm{n}}^N$ atteint au bout du temps de précession choisi pour la prise de données.

4.1.2 Optimisation du temps de précession

Plusieurs facteurs rentrent en jeu dans l'estimation du temps de précession du spin des UCNs. La sensibilité purement statistique $\sigma_{d_\mathrm{n}}^N$ à l'EDM du neutron est a priori inversement proportionnelle à ce temps. Cependant, si l'on explicite la figure de mérite de l'EDM (1.60) au niveau d'un cycle de mesure ($N_\mathrm{cycles} = 1$), d'autres dépendances apparaissent :

$$\sigma_{d_\mathrm{n}}^N = \frac{\hbar}{2ET_\mathrm{p}\alpha_0 e^{-T_\mathrm{p}/T_2^\mathrm{n}}\sqrt{N_\mathrm{tot}e^{-T_\mathrm{p}/T_\mathrm{s}}}}, \tag{4.1}$$

où l'on a introduit la dépendance temporelle de la polarisation des UCNs et du nombre total de neutron au cours d'un cycle de mesure. T_2^n représente le temps moyen de dépolarisation des UCNs, principalement dominé par les inhomogénéités de champ magnétique, en 2015 $T_2^\mathrm{n} \sim 1500$ s. Bien que la désintégration β des neutrons contribue au temps de stockage T_s des UCN (leur durée de vie moyenne est de 900 s), il est en réalité gouverné par la qualité de l'état de surface de la chambre de précession (anneau isolant en polystyrène et électrodes en DLC), $T_\mathrm{s} = 150$ s est régulièrement mesuré. Cette formulation plus précise de la sensibilité statistique cycle à cycle de l'expérience est illustrée sur la figure 4.4. Au delà d'un certain temps de stockage des UCNs se situant autour de 200 s, il n'est plus intéressant de poursuivre la mesure du fait des pertes de neutrons.

Alors que $\sigma_{d_\mathrm{n}}^N$ atteint un plateau, un autre élément discriminant entre en jeu pour

fixer le temps de précession : le co-magnétomètre ^{199}Hg. Je rappelle que le temps de cohérence du spin des atomes de ^{199}Hg , noté T_2, au sein de la chambre de précession est lui, limité par les collisions sur les parois et se trouve dans une gamme comprise entre 70 s et 100 s. Comme nous l'avons vu au chapitre 2 (Eq. 2.33), compte tenu du rapport signal sur bruit observé, ce temps de cohérence permet d'assurer une précision sur la mesure du champ magnétique jusqu'à un ordre de grandeur meilleur que la sensibilité sur la fréquence neutron (Eq. 1.56). La contribution à l'EDM du neutron du co-magnétomètre ^{199}Hg est également tracée sur la figure 4.4 et est rappelée ci-dessous :

$$\sigma_{d_\mathrm{n}}^{\mathrm{Hg}} = \left|\frac{\gamma_\mathrm{n}}{\gamma_\mathrm{Hg}}\right| \frac{\hbar}{2E} \frac{\sigma_\mathrm{bruit}}{A} \frac{\sqrt{2}}{2\pi T_p} \left(\frac{1}{N_1} + \frac{e^{2T_\mathrm{p}/T_2}}{N_2}\right)^{1/2}. \tag{4.2}$$

Les deux courbes présentée sur la figure 4.4 permettent d'estimer un temps de précession optimal de 180 s. Il est important de noter que ce temps de précession est constant tout au long de la prises de données nEDM 2015.

4.1.3 Fréquence d'inversion du champ électrique

Après avoir discuté la durée typique d'un cycle de mesure, tournons-nous vers l'aspect qui contraint la fréquence d'inversion du champ électrique. Avant d'étudier cet aspect, deux échelles de temps doivent être soulignées. La première porte sur la fréquence des pulses protons sur la source UCN, soit un pulse toutes les 300 s. La seconde concerne le temps d'établissement de la haute tension à ± 132 kV, à raison de 1 kV/s cela correspond à un temps mort de 130 s (lors d'une inversion du champ électrique, 8 cycles sont enregistrés à 0 kV). De fait, toute inversion du champ électrique implique la perte de deux pulses proton. A cela s'ajoute la dégradation des performances du co-magnétomètre ^{199}Hg sous l'effet de l'inversion du champ électrique, introduite dans le chapitre 2 (Fig. 2.7). Malgré la possibilité d'optimiser l'analyse du signal ^{199}Hg en augmentant la durée de la deuxième fenêtre d'ajustement du signal, inverser $\mathbf{E}$ trop régulièrement affecterait significativement le T_2 du ^{199}Hg et ne permettrait pas d'atteindre les performances présentées sur la figure 4.4 sur le long terme. Dans la mesure où les fluctuations du champ magnétique sont corrigées avec une précision suffisante, nous avons donc intérêt, a priori, à inverser le champ électrique le moins souvent possible. Nous allons à présent voir le critère qui fixe la fréquence minimale d'inversion.

Du fait de la différence de hauteur h des centres de masse UCN/Hg, le rapport $R = f_\mathrm{n}/f_\mathrm{Hg}$ est décalé, sous l'effet d'un gradient de champ magnétique $G_{1,0}$ non nul, d'une quantité $\delta R^{\uparrow(\downarrow)} = \mp \frac{\gamma_\mathrm{n}}{\gamma_\mathrm{Hg}} \frac{h}{B_0} G_{1,0}$. Le signe de δR est lié à la direction du champ magnétique ($\uparrow$ ou $\downarrow$). On mesure la corrélation de R avec le champ électrique pour estimer l'EDM du neutron, de fait, toute fluctuation de $G_{1,0}$ induit soit une perte en sensibilité si les fluctuations sont aléatoires, soit un effet systématique (dérives de $\vec{B}$ non compensées) si elles sont corrélées avec le champ électrique. Pour estimer la contribution des fluctuations du gradient de champ magnétique à la sensibilité nEDM, la dépendance temporelle de σ_{f_n} est comparée à la déviation standard de Allan $\sigma_{G_{1,0}}^{\mathrm{Allan}}$ (Fig. 4.5) :

$$\sigma_{G_{1,0}}^{\mathrm{Allan}}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\langle (\bar{g}_z(t) - \bar{G}_{1,0}(t+\tau))^2 \rangle}. \tag{4.3}$$

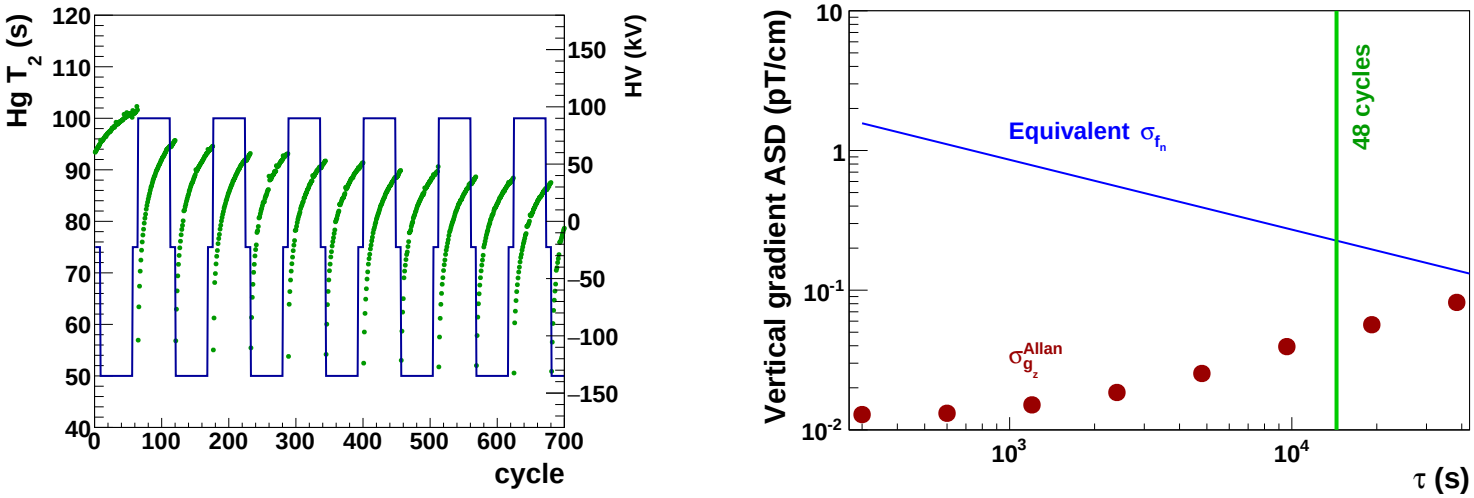

FIGURE 4.5 – A droite : Dégradation du T_2 du co-magnétomètre ^{199}Hg (points verts) observée en 2015 en fonction des cycles d'inversion de la haute tension (ligne bleue). On reconnait la structure en temps (+ 0 - - 0 +) de la polarité du champ électrique. A gauche : Dépendance de la sensibilité statistique cycle à cycle sur la fréquence neutron convertie en terme de gradient de champ magnétique (ligne bleue) en fonction du temps de précession du spin des UCNs. Les points rouges rendent compte de la déviation standard de Allan du gradient de champ magnétique pour un jeu de données d'une durée de 2 jours et demi enregistré en 2015. La ligne verticale verte matérialise la durée de 48 cycles, soit 4 heures.

Cette quantité permet d'étudier les fluctuations d'une série de mesure moyennée sur un temps τ, ici $\bar{G}_{1,0}$ en fonction du temps d'intégration τ. On peut ainsi définir un ordre de grandeur de la fréquence de renversement de $\mathbf{E}$ qui assure $\sigma^{\text{Allan}}_{G_{1,0}}$ inférieur à 10% de la sensibilité sur la fréquence neutron. L'analyse de données CsM enregistrées en 2014 nous a conduit à fixer l'inversion du champ électrique tous les 48 cycles, soit toutes les 4 heures. A la vue de la figure 4.5, ce choix est satisfaisant a posteriori. Cette fréquence d'inversion fixe la durée d'une sous-séquence (+ 0 - - 0 +) : 24 + 8 + 48 + 8 + 24 = 112 cycles.

4.1.4 Performance de la source UCN à PSI

La source UCN auprès de l'accélérateur de proton de PSI est basée sur la modération des neutrons thermiques en neutrons froids puis sur la conversion de ces neutrons en UCN au sein d'un bloc de D_2 solide maintenu à 5 K. Sa proximité à la cible plomb qui produit les neutrons par spallation du faisceau de proton rend le maintien des performances de la source UCN délicat. Le dépôt d'énergie du rayonnement dans le D_2 à chaque coup du faisceau de proton dégrade la qualité du volume de conversion au cours du temps. De fait, une décroissance continue du taux de production d'UCN est observée, avec un temps caractéristique de l'ordre de 2-3 jours. Ce phénomène est illustré sur la figure 4.6. De fait, le volume de conversion de la source UCN est régulièrement re-conditionné afin de retrouver les performances de conversion optimales. En 2015, une telle opération de maintenance de la source UCN est réalisée en moyenne tous les 3 à 4 jours au bout desquels une sensibilité sur l'EDM du neutron de $8 - 9 \times 10^{-26}$ e cm est atteinte.

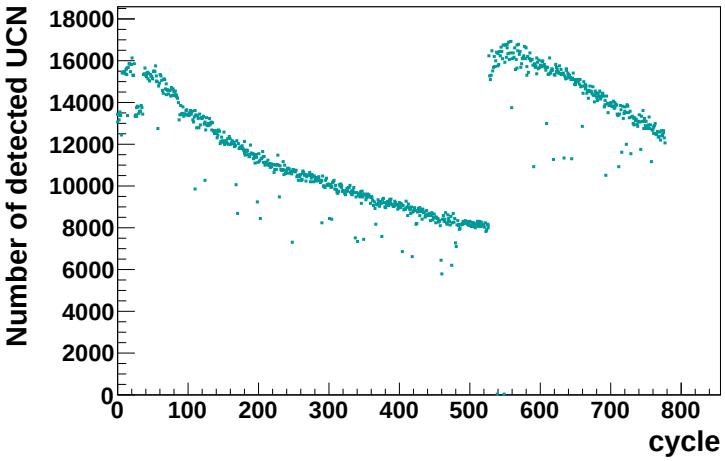

FIGURE 4.6 – Évolution du nombre de neutron détectés en sortie du spectromètre nEDM au cours d'une séquence de données. Une opération de conditionnement du D_2 au cours de la prise de données permet de retrouver les performances initiales de la source UCN.

4.1.5 Conclusions

Grâce à la prise en compte globale des différentes propriétés des UCN et des atomes de ^{199}Hg, nous aboutissons à une stratégie de prise de données claire et justifiée. Les deux principales divisions des données sont rappelées ci-dessous dans la table 4.2. L'évolution de la sensibilité à l'EDM du neutron de l'expérience en 2015 au cours des 35 séquences collectées est quant à elle tracée sur la figure 4.7. Cette sensibilité théorique attendue ne prend pas en compte les sources d'incertitudes qui s'ajoutent aux fluctuations purement statistiques proportionnelles à $1/\sqrt{N_{\text{tot}}}$, ces sources sont détaillées dans la présentation de l'analyse de données nEDM 2015. Cette thèse se poursuit avec la description de la stratégie d'altération des données nEDM en vue de mettre en place une analyse des données "en aveugle".

Catégorie	**Nombre de cycles**	**Sensibilité cumulée** ($\times 10^{-26}$ e cm)
Sous-séquence	~ 112	~ 20
Séquence	~ 600	~ 10
Total (35 séquences)	~ 20000	~ 1.6

TABLE 4.2 – Récapitulatif du découpage des données lors de la prise de données nEDM 2015.

4.2 Production de données en aveugle

Depuis 60 ans et la première tentative de mesure d'un EDM du neutron non nul par Ramsey, cette observable physique fondamentale reste hors de portée des détecteurs.

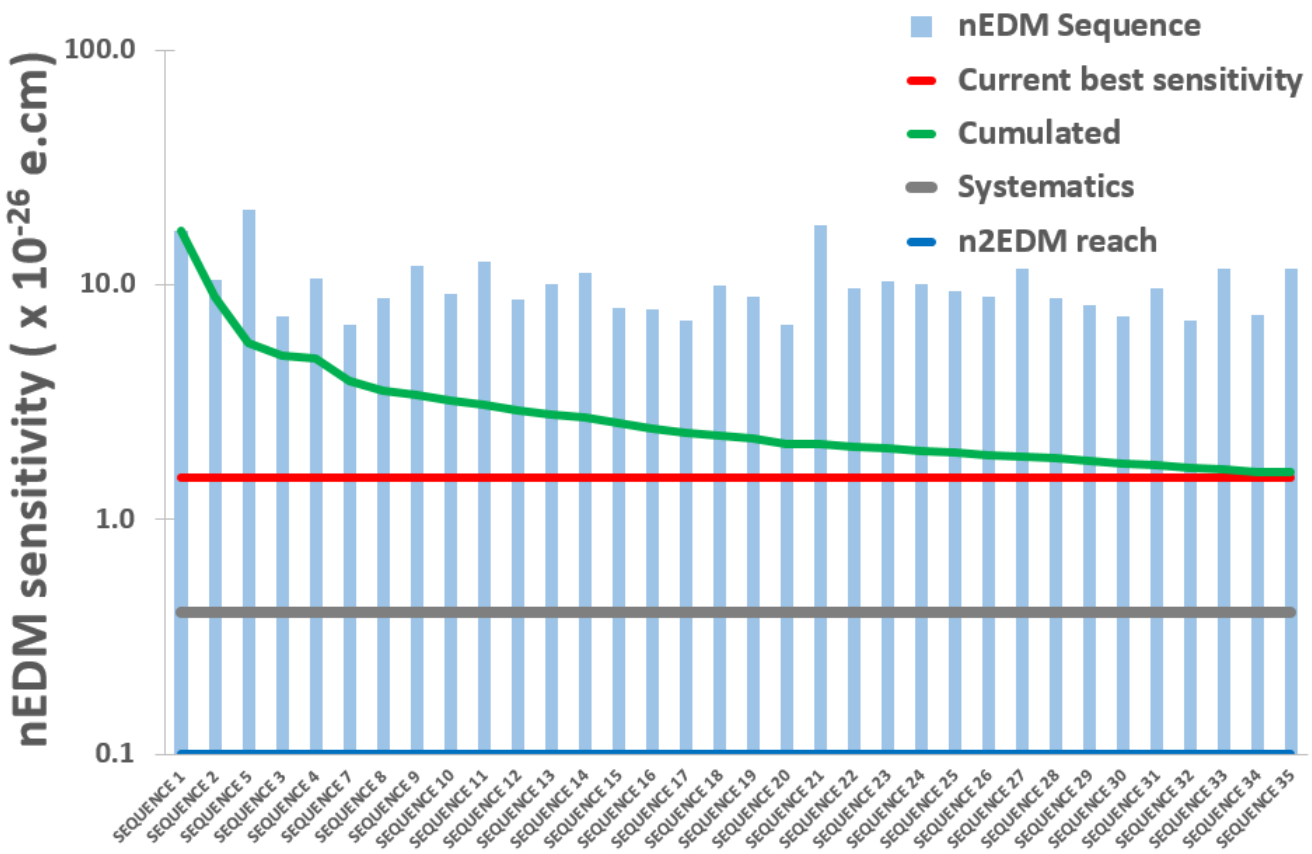

FIGURE 4.7 – Évolution de la sensibilité à l'EDM du neutron au cours de la prise de données nEDM 2015, qui s'est étalée de façon continue de Août à Décembre. La sensibilité cumulée est comparée à celle de l'expérience menée par la collaboration RAL/Sussex/ILL, à l'estimation des erreurs systématiques. Enfin, l'objectif en sensibilité du projet n2EDM, discuté au chapitre 3 représente la valeur plancher de ce graphique.

Pour l'heure, seules des limites d'exclusion ont pu être placées, cependant, il ne faut pas perdre de vue qu'une multitude de modèles hors MS prédisent un EDM non nul au delà de 10^{-30} $e\,\mathrm{cm}$. Pour renforcer la crédibilité de sa mesure finale de l'EDM du neutron, la collaboration nEDM@PSI a développé une procédure d'altération des données brutes afin d'y insérer un faux EDM non nul, que je note $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}}$, inconnu des personnes liées de près ou de loin à l'analyse des données. La stratégie de l'analyse en aveugle peut se résumer de la façon suivante : Données brutes $\underset{\text{altération}}{\longrightarrow}$ d_{n}^{*} $\underset{\text{révélation}}{\longrightarrow}$ d_{n} $\underset{\text{comparaison}}{\longrightarrow}$ $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}}$. Au cours de cette thèse, l'algorithme d'altération retenu par la collaboration a été mis en œuvre, préalablement à la prise de données nEDM 2015, sur un jeu de données collecté en 2014 pour attester de sa faisabilité et une validation préliminaire sur les données 2015 a été effectuée. Je tiens à préciser que ce travail a été conjointement mené par les deux groupes d'analyse. L'analyse en aveugle des données nEDM altérées est décrite ultérieurement dans ce chapitre.

4.2.1 Principe général

La signature d'un EDM du neutron non nul dans les données de l'expérience a été mise en évidence au chapitre 1 (signature reproduite ici sur la figure 4.8. Cette figure présente la probabilité pour un UCN de spin $\downarrow$ de transiter vers l'état $\uparrow$, ou de façon équivalente, l'asymétrie du nombre d'UCN de spin $\uparrow$ et $\downarrow$ détectés en fonction de la fréquence RF du champ magnétique oscillant, appliqué lors du basculement $\pi/2$. Il existe donc deux observables pouvant être altérées, soit le nombre de neutron détectés ($N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$), soit f_{RF}. Pour des raisons de robustesse, le choix de la collaboration s'est porté sur une altération de $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$.

Compte tenu de la probabilité pour un neutron de transiter de l'état de spin $\uparrow$ à $\downarrow$, les composantes de spin $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$ peuvent être modélisées dans l'approximation $\bar{N}^{\uparrow} = \bar{N}^{\downarrow} = \bar{N}_{\mathrm{tot}}/2$ par :

$$N_i^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\bar{N}_{\mathrm{tot}}}{2}(1 \mp \bar{\alpha}\cos\phi_i), \tag{4.4}$$

où $\bar{N}_{\mathrm{tot}}$ et $\bar{\alpha}$ représentent respectivement le nombre total de neutron détectés par cycle Ramsey dans les deux bras de l'USSA et la visibilité moyenne de la frange sur la séquence entière respectivement. L'indice i fait référence au numéro de cycle. La phase ϕ s'écrit :

$$\phi_i = \Omega(f_{\mathrm{RF},i} - f_{\mathrm{n}}), \tag{4.5}$$

avec $\Omega = 2\pi(T_{\mathrm{p}} + 4\tau_{\pi/2}/\pi)$, la pulsation de la frange de Ramsey. En présence d'un EDM non nul, un décalage de la fréquence de résonance f_{n}, proportionnelle au champ électrique, apparait :

$$\delta f_{\mathrm{n}} = \frac{2}{h}\vec{d}\cdot\vec{E}. \tag{4.6}$$

En ajoutant cet infime décalage en fréquence à (4.4), on obtient :

$$N_i^{\uparrow(\downarrow)} = \bar{N}_{\mathrm{tot}}/2\ \left[1 \mp \bar{\alpha}\cos(\phi_i \mp \delta\phi_i)\right] \tag{4.7}$$

$$\sim \bar{N}_{\mathrm{tot}}/2\ \left[1 \mp \bar{\alpha}\cos\phi_i \pm \bar{\alpha}\delta\phi_i\sin\phi_i)\right]. \tag{4.8}$$

Dans la suite, le faux EDM défini pour altérer les données et introduire un décalage en fréquence proportionnel au champ électrique, noté $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}}$, est différencié de la valeur de l'EDM du neutron altérée, issue de l'analyse a posteriori des données, noté d_{n}^{*}. En isolant la contribution du terme $\delta\phi_i$, on aboutit à l'estimation du nombre de neutrons basculé d'une composante de spin à l'autre sous l'effet d'un faux EDM $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}}$:

$$\delta N_i = \bar{N}_{\mathrm{tot}}/2\ \bar{\alpha}\ \delta\phi_i\ \sin\phi_i, \tag{4.9}$$

$$\delta N = \bar{N}_{\mathrm{tot}}\ \bar{\alpha}\Omega\ \frac{d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}} \cdot E}{h}\ \langle \sin\phi_i \rangle\,. \tag{4.10}$$

Dans la perspective de mettre en œuvre une analyse de données en aveugle, il est primordial que δN soit inaccessible, c'est à dire, que $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}}$ ne soit pas connu avec une précision meilleure que la précision statistique. Pour rendre ce nombre de neutron à transférer intraçable dans l'analyse des données, δN_i est tiré aléatoirement dans une distribution gaussienne de moyenne δN_i et d'écart type 2 pour chaque cycle. Il en résulte, après altération des données, un nouveau nombre de neutrons par composante de spin et par cycle, tout en préservant le nombre total N_{tot} :

$$N_i^{\uparrow *} = N_i^{\uparrow} \pm \delta N_i, \tag{4.11}$$

$$N_i^{\downarrow *} = N_i^{\downarrow} \mp \delta N_i. \tag{4.12}$$

En considérant les performances du spectromètre nEDM de 2015, $E = 11$ kV/cm, $\bar{N}_{\mathrm{tot}} = 10000$, $\bar{\alpha} = 0.75$, $T_{\mathrm{p}} = 180$ s et $\tau_{\pi/2} = 2$ s, il faut déplacer en moyenne $\delta N = 2.3$ neutrons pour générer un faux EDM $d_{\mathrm{n}}^{*} = 10^{-25}\ e\,\mathrm{cm}$, amplitude correspondant à l'ordre de grandeur choisi par la collaboration pour altérer les données.

D'après l'expression 4.10, le nombre de neutron à déplacer est fonction du signe du champ électrique mais également de la position des points de fonctionnement sur la frange de Ramsey via le terme $\sin\phi_i$, qui peut être positif ou négatif si cette position est d'un côté ou de l'autre de la fréquence de résonance. La valeur du signe de δN_i en fonction de ces paramètres est explicitée sur la figure 4.8.

La stratégie de la collaboration repose sur la production de 3 jeux de données. Le premier comporte les données des détecteurs neutrons non altérées, ces fichiers sont copiés sur un serveur avec accès restreint et ne seront rendus public qu'à l'issue de la prise de données nEDM en 2016 ou 2017. Les deux autres contiennent des fichiers de données ayant été altérés avec une valeur de faux EDM différentes pour les 2 groupes d'analyse (*East*/*West*). Cette stratégie permet en outre aux groupes d'analyse de comparer les différentes étapes de l'analyse des données (présentées dans la suite du chapitre) et évite la tentation de se comparer directement sur la valeur de l'EDM.

4.2.2 Validation de la procédure

La campagne de prise de données nEDM à PSI, a débutée en août 2015. Dans la perspective d'altérer ces données, des tests préliminaires ont été réalisés au cours de cette thèse en deux parties. Premièrement, un jeu de données nEDM collecté en 2014 a permis de tester l'algorithme d'altération présenté plus haut. Dans un second temps, les premières données enregistrées en 2015 ont servies à la validation de la procédure d'altération en ligne.

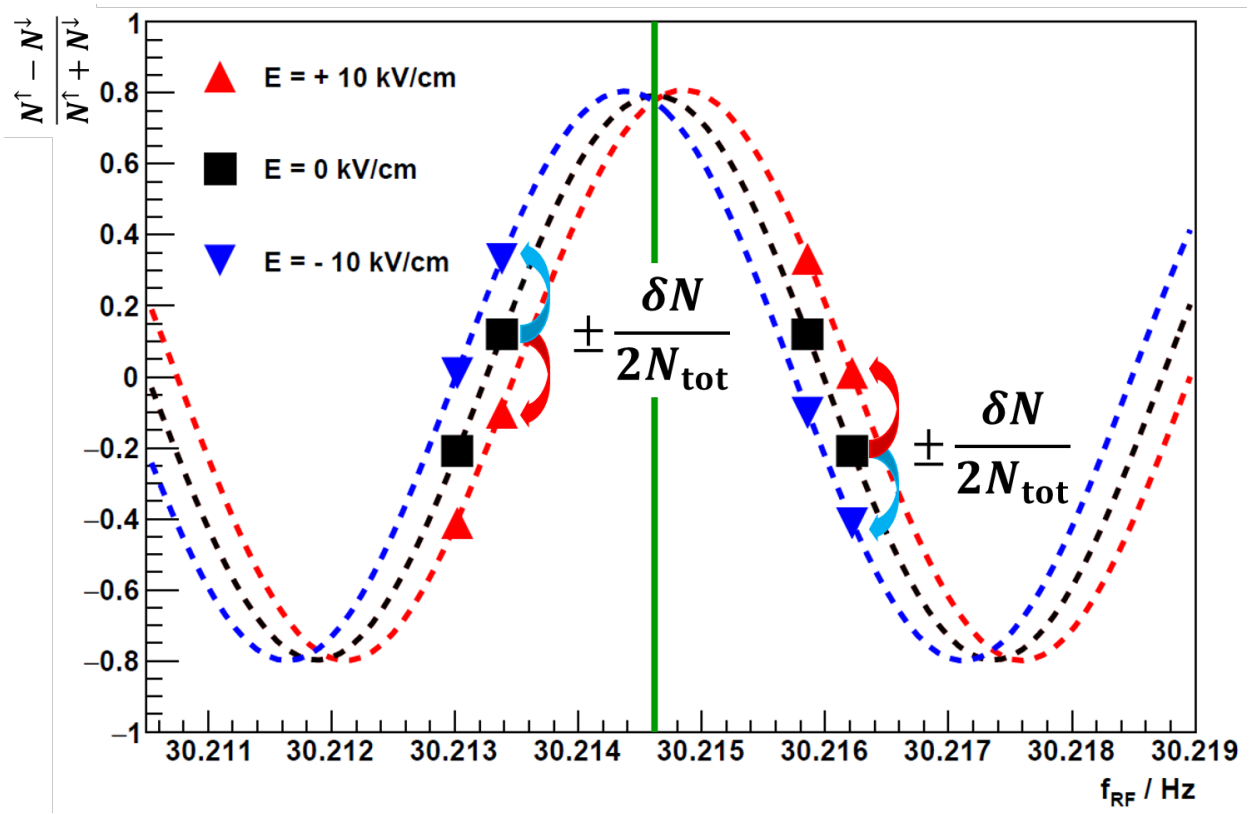

FIGURE 4.8 – Illustration du mécanisme de basculement d'une fraction du nombre neutrons d'une composante de spin à l'autre en fonction de la position du point de fonctionnement sur la frange et de la polarité de champ électrique. Ici, le signe $\pm$ fait référence à l'ajout(retrait) d'une quantité δN au nombre de neutron $N^{\uparrow}$. Par soucis de clarté, nous reprenons l'exemple du chapitre 1, qui correspond ici au signal d'un faux EDM $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}} = 10^{-22}\ e\,\mathrm{cm}$.

Test de linéarité Un premier test a été réalisé dans l'objectif d'étudier la linéarité de la réponse de l'analyse des données nEDM à l'introduction d'un faux EDM. Cet aspect est important dans la mesure où l'altération des données ne doit pas introduire un signal s'apparentant à un effet systématique ou une fluctuation anormale. Le jeu de données considéré dans cette étude, non altéré, comporte 3 séquences de données, enregistrées fin 2014, au terme de laquelle une sensibilité statistique sur l'EDM du neutron de $\sigma_{d_\mathrm{n}} = 8.5 \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$ a été atteinte. Dans cette étude, on extrait initialement les paramètres principaux de la frange de Ramsey ($\bar{N}_\mathrm{tot}$, $\bar{\alpha}$ et ϕ_i) puis on fixe une valeur de $d_\mathrm{n}^\mathrm{alter}$ comprise entre $[0; 2 \times 10^{-24}]$ $e\,\mathrm{cm}$, afin de calculer cycle à cycle la valeur de δN_i. Ici, pour chaque cycle, la valeur de δN_i est recalculée en tirant un nombre aléatoire dans une distribution de Poisson de moyenne δN_i, puis l'altération du nombre de neutrons est effectuée selon les expression (4.11) et (4.12) en respectant la convention de signe.

Il ressort de cette étude préliminaire une corrélation parfaite entre le faux EDM introduit et l'EDM extrait à l'analyse des données :

$$d_\mathrm{n}^* = 0.997(50)\ d_\mathrm{n}^\mathrm{alter} + 4.5(8.5) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}. \tag{4.13}$$

Le décalage à $d_\mathrm{n}^\mathrm{alter} = 0$ correspond à la valeur de l'EDM estimée à partir des données non altérées. Ce résultat est présenté sur la figure 4.9. La linéarité de l'algorithme présenté plus haut est donc assurée pour des valeurs de faux EDM allant jusqu'à 2×10^{-24} $e\,\mathrm{cm}$ et permet de valider la mise en opération de la procédure d'altération sur les données en ligne.

Enfin, notons que c'est un test intéressant de la procédure d'analyse de données, car si le neutron possédait un EDM non nul de l'ordre de $10^{-26} - 10^{-25}$ $e\,\mathrm{cm}$, l'analyse rendrait une valeur non biaisée de cet EDM.

Validation de la procédure en ligne L'altération des données est effective depuis le lancement de la campagne de prise de données 2015. Les dix premières séquences ont été collectées durant la phase dite de "transition", période au cours de laquelle les fichiers altérés et non altérés sont disponibles, ont permis d'ajuster la procédure d'altération aux contraintes de l'acquisition des données en ligne. Dans ce paragraphe, la comparaison du nombre de neutrons issus des fichiers de données altérés et non-altérés de la séquence 2015_01 est présentée pour une séquence (Fig. 4.10). Sur la série en temps de la différence $N_i^* - N_i$, le premier constat est qu'à champ électrique nul, le nombre de neutrons est identique $\delta N = 0$, cela est bien sur attendu au regard de l'expression 4.10. Notons également la symétrie parfaite entre la différence $N_i^{\downarrow *} - N_i^{\downarrow}$ et $N_i^{\uparrow *} - N_i^{\uparrow}$, assurant que le nombre total de neutron détecté n'a pas été modifié lors de l'altération. Enfin, la distribution de la valeur absolue $|N_i^* - N_i|$ suit bien une poissonienne (distribution initialement utilisée avant de choisir la distribution gaussienne) dont la valeur moyenne est $\delta N = 14.1$ neutron.

Connaissant les paramètres moyens de la frange de Ramsey pour cette séquence de données, il est alors possible d'estimer a posteriori le faux EDM introduit :

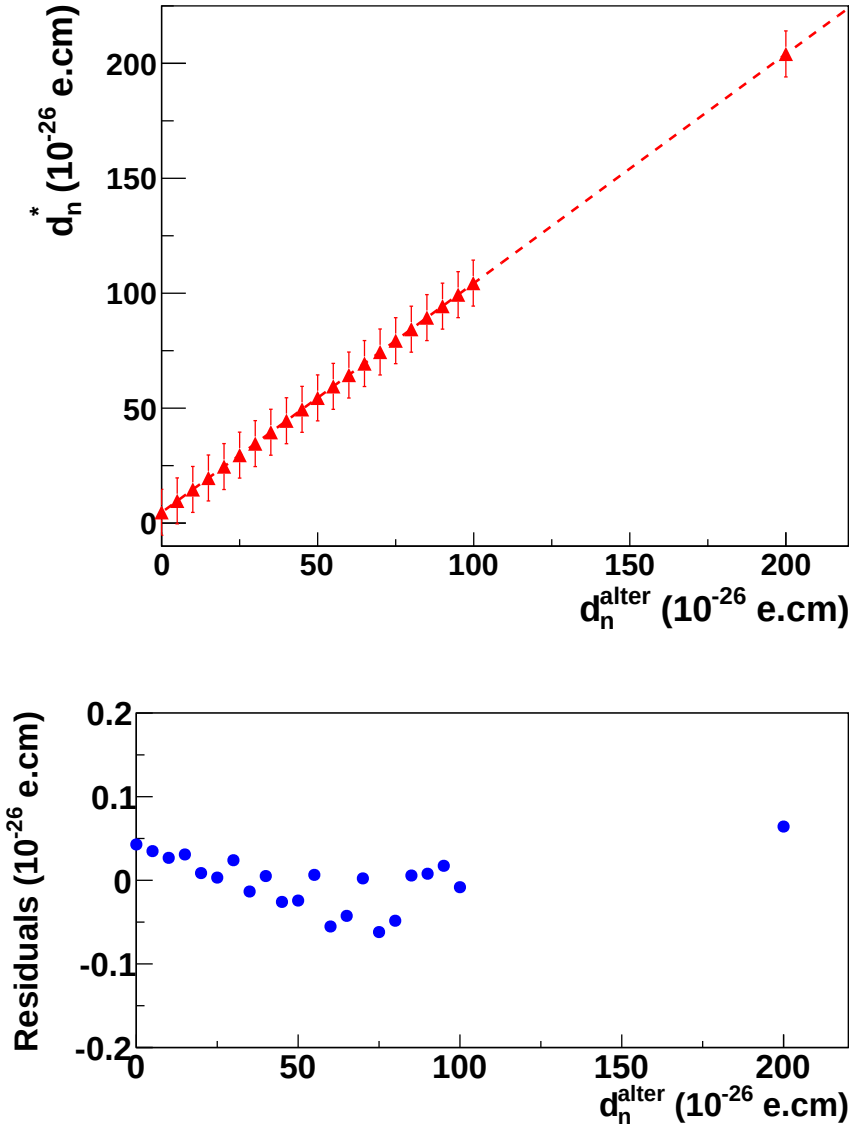

FIGURE 4.9 – En haut : Évolution de l'EDM altérée en fonction de l'EDM introduit artificiellement pour générer un décalage de la fréquence neutron proportionnel au champ électrique. La ligne pointillé correspond à un ajustement linéaire des points. En bas : Résidus de l'ajustement linéaire.

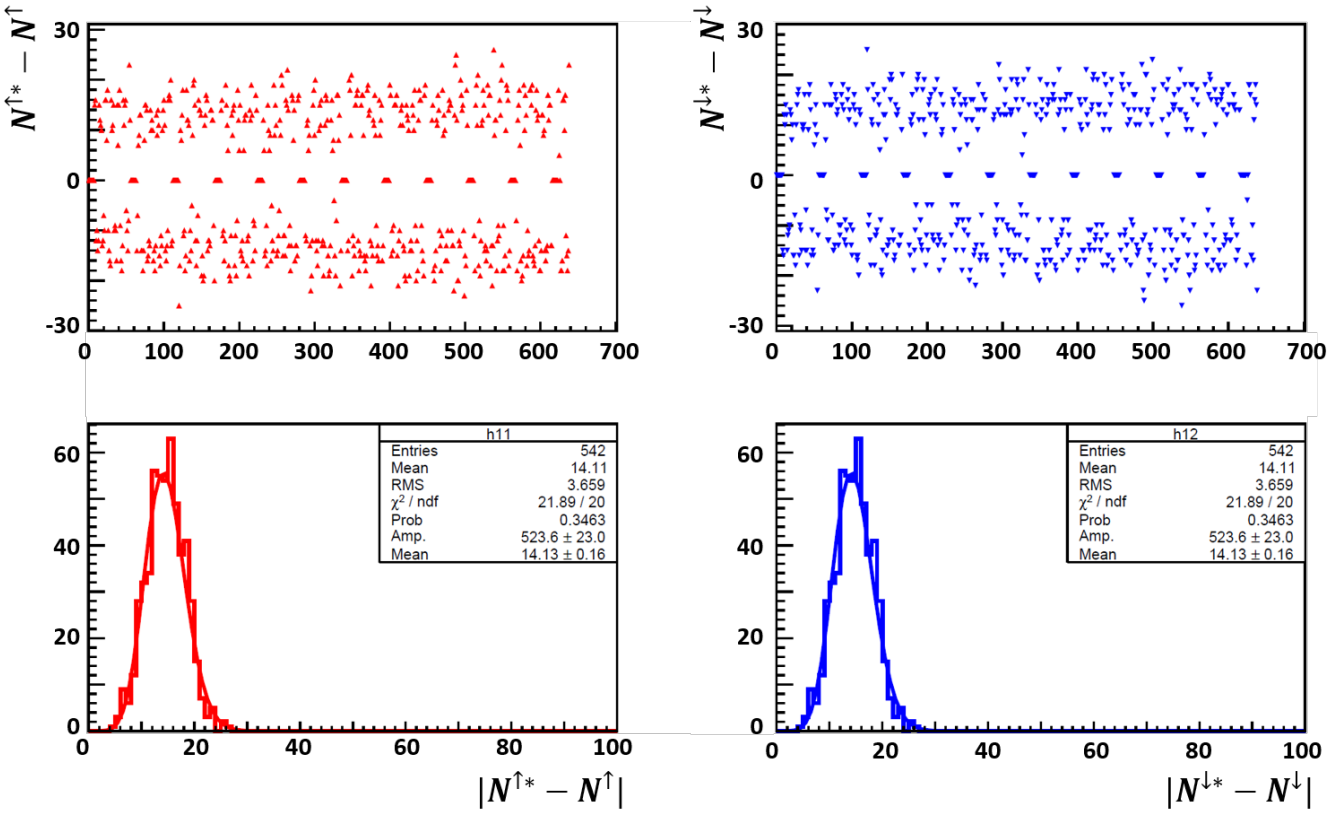

FIGURE 4.10 – En haut à gauche(droite) : Différence du nombre de neutron de spin ↑(↓) calculée à partir des fichiers de données altérés et non-altérés. En bas : Distribution des valeurs absolues des différences lorsque le champ électrique est non nul.

- $\delta N = 14.1$
- $T_{\mathrm{p}} = 180$ s
- $\bar{N} = 3649$
- $\bar{\alpha} = 0.645$
- $\langle \sin\phi \rangle = 1$
- $E = 11000$ V/cm

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}} = \frac{\delta N \; h}{\bar{N}_{\mathrm{tot}} \; \bar{\alpha}\Omega \; E \; \langle \sin\phi_i \rangle} \qquad (4.14)$$

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}} = 19.6(2) \times 10^{-25} \; e\,\mathrm{cm}.$$

Cette valeur d'EDM altérée est compatible avec celle définie pour la phase de test : $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}} = 19.6 \times 10^{-25}$ e cm. L'analyse de données en aveugle pour cette séquence permet d'estimer : $d_{\mathrm{n}}^{*} = (18.0 \pm 1.9) \times 10^{-25}$ e cm, soit une valeur compatible avec $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{alter}}$.

Ces deux études illustrent la mise en œuvre de l'altération des données dans l'expérience nEDM. Elles montrent en outre que l'analyse des données est exacte en présence d'un EDM non nul et que le basculement des neutrons, selon leur composante de spin (Tab. 4.1) et la valeur du champ électrique, est correctement réalisé. Enfin, il est important de noter pour la suite que la collection des données nEDM publiques sont divisées en 2 jeux, un premier jeu non altéré (correspondant aux 10 premières séquences) et un second comprenant les données altérées (soit les 25 autres séquences).

Cette partie conclue la stratégie générale de la prise de données de l'expérience nEDM. Après avoir présenté les contributions de cette thèse à la préparation de la campagne de mesure nEDM 2015, nous allons à présent nous tourner vers les données nEDM en elles-mêmes, en commençant par un aperçu du suivi de leur qualité en ligne avant de terminer le chapitre par leur analyse, menant à la mesure de l'EDM du neutron.

4.3 Suivi de la qualité des données en ligne

Les stratégies de collection et d'altération des données ayant été présentées, un autre aspect important, largement développé au cours de cette thèse, est le suivi en ligne de la qualité des données lors de leur production. Outre le contrôle du bon fonctionnement du système d'acquisition, l'expérience nEDM repose sur la performance de trois magnétomètres : UCN, ^{199}Hg et CsM aux modes de fonctionnement et aux objectifs différents. Dans cette partie, il est question de la présentation de leur données sous une forme synthétique permettant la qualification en ligne de la prise de données. Cette synthèse requiert le traitement des données de l'expérience nEDM dans son ensemble. Pour cela, j'ai développé un logiciel généraliste C++, qui met en œuvre l'intégralité de la chaine d'analyse des données menant à l'estimation de l'EDM du neutron. Une version allégée, dite "en ligne", permet le suivi continu de la prise des données. La chaine d'analyse complète est détaillée dans la section suivante.

Le principal intérêt du développement d'un outil avancé de suivi de la qualité de la prise de données est son accessibilité. Cet outil s'est donc structuré autour d'une interface web sur laquelle le statut de l'expérience est mis à jour toutes les 10 minutes. Intégrant à la fois une classification des prises de données en fonction de leur caractère (test, calibration, nEDM...) et un affichage des performances du spectromètre via des graphiques de contrôle, la "nEDM Run Interface" facilite le suivi de l'expérience pour les collaborateurs basés hors de l'Institut Paul Scherrer. Les six graphiques de contrôle associés aux différents sous-systèmes sont présentés sur la figure 4.11.
Par soucis de concision et de pertinence, je focalise ici mon attention sur les deux principaux points que sont, la sensibilité comparée $\sigma_{f_\mathrm{n}}/\sigma_{f_\mathrm{Hg}}$ et le suivi continu de $\sigma^N_{d_\mathrm{n}}$.

Sensibilité du co-magnétomètre ^{199}Hg Le co-magnétomètre ^{199}Hg est un sous-système essentiel au bon déroulement de l'expérience nEDM. Pour maintenir un régime de fonctionnement de l'expérience similaire à celui présenté en figure 4.4, c'est à dire un régime de prise de données uniquement limité par la sensibilité statistique neutron, la sensibilité relative sur la fréquence neutron $\sigma_{f_\mathrm{n}}/f_\mathrm{n}$ est comparée à chaque cycle avec $\sigma_{f_\mathrm{Hg}}/f_\mathrm{Hg}$. D'une part, pour obtenir le rapport $\sigma_{f_\mathrm{n}}/f_\mathrm{n}$, une analyse en ligne de la frange de Ramsey est réalisée pour calculer cycle à cycle la fréquence neutron ainsi que sa barre d'erreur. D'autre part, une analyse en ligne de la fréquence ^{199}Hg , utilisant l'algorithme des deux fenêtres présenté au chapitre 2, sans optimisation de la taille de la seconde fenêtre, permet d'estimer le rapport $\sigma_{f_\mathrm{Hg}}/f_\mathrm{Hg}$. En particulier, la condition suivante est requise :

$$\sigma_{f\mathrm{n}}/f_\mathrm{n} > 3 \times \sigma_{f\mathrm{Hg}}/f_\mathrm{Hg}, \tag{4.15}$$

et ce afin d'assurer que le co-magnétomètre ^{199}Hg ne contribue pas à plus de 10% à σ_{d_n}. Un seuil marque cette limite, qui, si elle est dépassée, déclenche une action de récupération des

performances du HgM, par exemple en nettoyant les surfaces de la chambre de précession par décharge électrique sous atmosphère de O_2.

Sensibilité statistique du spectromètre L'expérience étant purement limité par la statistique de comptage des UCN, le diagnostic le plus important de la qualité de la prise de données de l'expérience consiste à suivre l'évolution de la figure de mérite :

$$\sigma_{d_\mathrm{n}} = \frac{\hbar}{2ET_\mathrm{p}\alpha\sqrt{N_\mathrm{tot}}\sqrt{N_\mathrm{cycles}}}. \tag{4.16}$$

Cette observable offre un large aperçu du fonctionnement de l'expérience. Pour réaliser ce suivi, l'analyse en ligne de la frange de Ramsey est utilisée pour estimer la valeur de N_tot et α. Un récapitulatif de tous les paramètres entrant dans l'estimation de celle-ci est affiché (HV, N_tot, T_p et α). Il est donc possible d'accéder en temps réel à la sensibilité intégrée au bout de N cycles de mesure d'une séquence de données, ainsi qu'à la sensibilité journalière du spectromètre. Notons que pour être réaliste, la sensibilité journalière prend en compte les temps morts, s'il y en a (période d'inversion de la haute tension, attente du signal de la source UCN, ...) et exclut les cycles à haute tension nulle qui ne participent pas à la sensibilité de la mesure. L'affichage de la frange de Ramsey est également un gage de contrôle de la qualité des données à travers le positionnement des 4 points de fonctionnement qui doivent se situer autour de $\phi = \pi/2$ ou $3\pi/2$, soit dans une gamme d'asymétrie A comprise entre -0.2 et 0.2.

L'analyse en ligne des sous-systèmes de l'expérience nEDM a pour vocation de fournir aux expérimentateurs des critères objectifs avancés, c'est à dire qui requièrent un prétraitement des données (frange de Ramsey, HgM et CsM notamment), qualifiant la prise de données en cours. Elle n'a cependant pas la prétention de réaliser l'analyse complète des données en temps réel menant à la mesure de l'EDM du neutron (aucun découpage (séquence/sous-séquence) des données n'est réalisé, ni de discrimination en champ électrique). Ce point final de l'expérience est pris en charge par l'analyse hors ligne, détaillée dans la suite de chapitre.

4.4 Chaîne d'analyse des données

L'objectif motivant l'analyse globale des données au sein d'un seul et même programme est de pouvoir analyser la totalité de la collection des données nEDM 2015 a posteriori de l'analyse "altérée", lorsque les fichiers de données originaux, non altérés, seront rendus public.

Deux principaux axes se dessinent dans ce processus. D'une part, l'analyse permettant de mesurer le décalage de la fréquence neutron sous l'inversion du champ électrique et en l'absence de dérive du champ magnétique. Cette analyse intègre le système de détection des UCN et la co-magnétométrie ^{199}Hg. D'autre part, les corrections à apporter au rapport $f_\mathrm{n}/f_\mathrm{Hg}$. Les diverses étapes d'analyse détaillées dans cette partie sont résumées sous la forme de niveau de réduction des données sur la figure 4.12. Notons ici la présence d'une étape préliminaire qui consiste à synchroniser les données enregistrées par les détecteurs

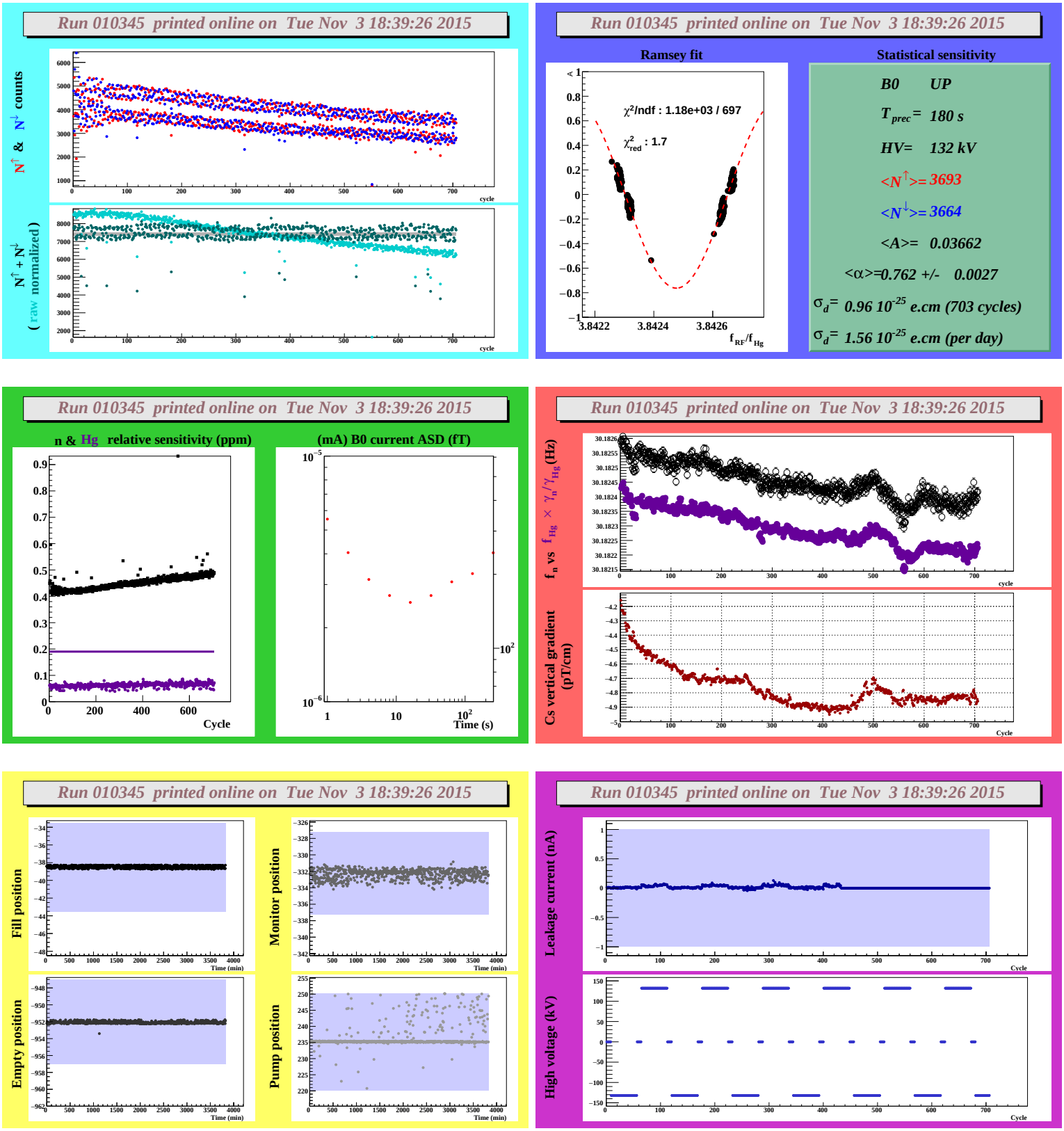

FIGURE 4.11 – Graphiques de contrôle servant à la qualification en ligne de la prise de données nEDM : Exemple avec la séquence 2015_24.

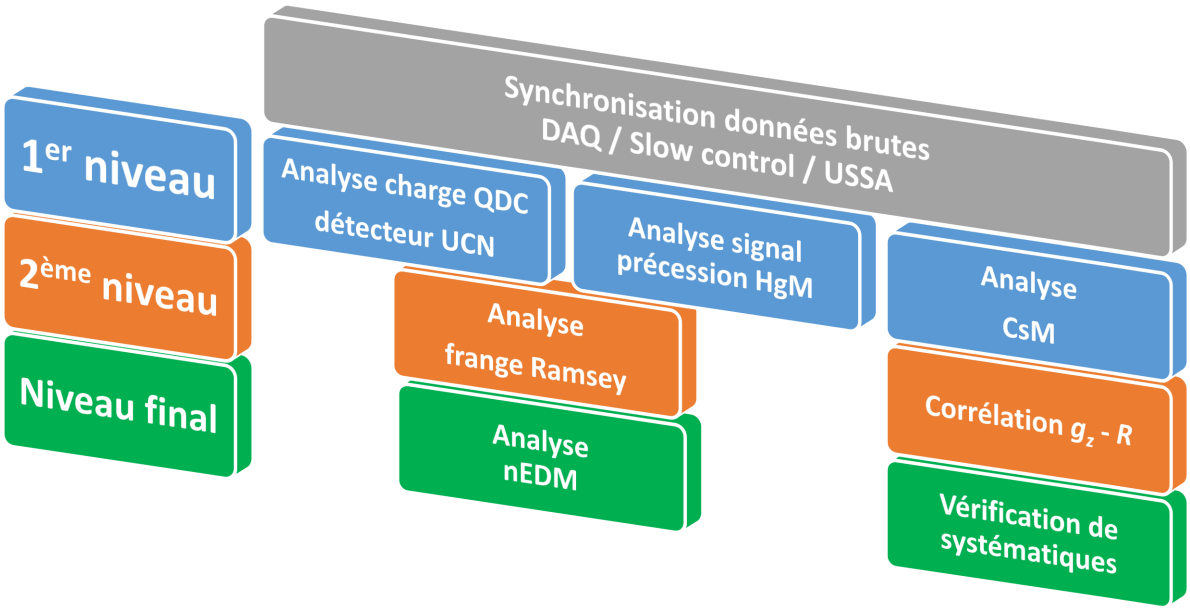

FIGURE 4.12 – Structure de l'analyse des données de l'expérience nEDM.

NANOSC et par l'acquisition lente toutes les 0.1 - 1 s (fréquences des CsM, courants des bobines de compensation et de B_0) avec l'acquisition principale rythmée par les cycles de fermeture et d'ouverture du volume de stockage des UCN.

4.4.1 Première réduction des données

La première partie de la chaine d'analyse s'attache à estimer le nombre d'UCN détectés, $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$, la fréquence ^{199}Hg et la distribution spatiale du champ magnétique accessible via les CsM. A l'issue de cette première réduction des données nous serons en capacité de réaliser l'analyse de la frange de Ramsey puis d'appliquer les corrections nécessaires au rapport R.

4.4.1.1 Extraction du nombre de neutrons

Les fichiers de données des détecteurs NANOSC contiennent le nombre de charge collectées pour chaque évènement, caractérisé par une dépose d'énergie durant au minimum 12 ns et dans un intervalle de temps de 125 ns, ainsi que le temps auquel un évènement s'est produit. Au cours de la détection des UCN, l'énergie totale déposée par capture neutronique est de 4.79 MeV. Cette énergie est bien supérieure à la composante de bruit provenant de l'électronique et du rayonnement γ ambiant. Je présente sur la figure 4.13, un exemple de distribution des charges collectées par les détecteurs au cours de la prise de données 2015. Sur cette figure, la discrimination γ/n est matérialisée par une différence de couleur, en rouge(orange), le bruit γ à basse énergie, en vert(jaune), le taux de comptage des UCN dans le bras A(B). Finalement, l'estimation du nombre d'UCN, $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$, repose sur l'intégration du taux de comptage des charges ayant une énergie supérieure au

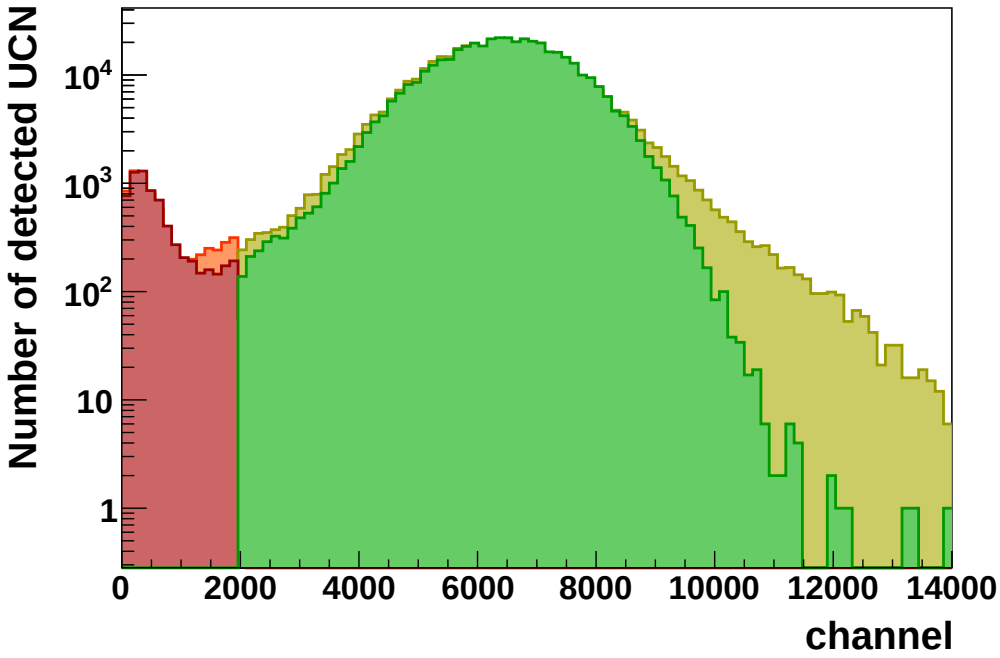

FIGURE 4.13 – Distribution en charge des évènements détectés dans le bras A(B) en vert(jaune) et en rouge(orange) lors de 100 cycles de mesure. Les évènements situés sous le seuil de discrimination correspondent au bruit γ à basse énergie et ceux au dessus du seuil représentent des neutrons. L'asymétrie de détection des deux bras est clairement visible ici et est de 6%.

seuil sur le temps de vidage de la chambre de stockage de 60 s et ce pour les deux bras de l'USSA.

Je souligne ici la présence d'une asymétrie de détection permanente du bras A par rapport au bras B de 6%. Cette asymétrie présente en 2015 provient en grande partie de l'endommagement d'un des 9 scintillateurs du bras A. De fait, le nombre de neutrons comptés dans ce bras, alternativement $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$, est systématiquement inférieur à celui du bras B. Comme nous le verrons lors de l'analyse de la frange de Ramsey, cette asymétrie de détection de l'USSA est correctement prise en compte en divisant les données en deux séries référencées 1 et 2 (Tab. 4.1).

La série temporelle de la détection des UCN est illustrée sur la figure 4.14. Lors de la phase de remplissage de la chambre de stockage (28 s), les UCN détectés proviennent d'une fuite au niveau du switch (magenta). Après fermeture de la chambre, on réalise une phase de mesure des UCN restant dans les guides pendant 30 s (bleu), suivie d'une période de pompage de 150 s, au cours desquelles les spins précessent. Enfin, à l'issue du temps de précession, la chambre de stockage est ouverte et les UCN peuvent être détectés durant une période de 60 s (vert).

Le nombre d'UCN détectés par cycle $N_{\mathrm{UCN}} = N^{\uparrow} + N^{\downarrow}$, moyenné pour chaque séquence, est présenté en Annexe E.

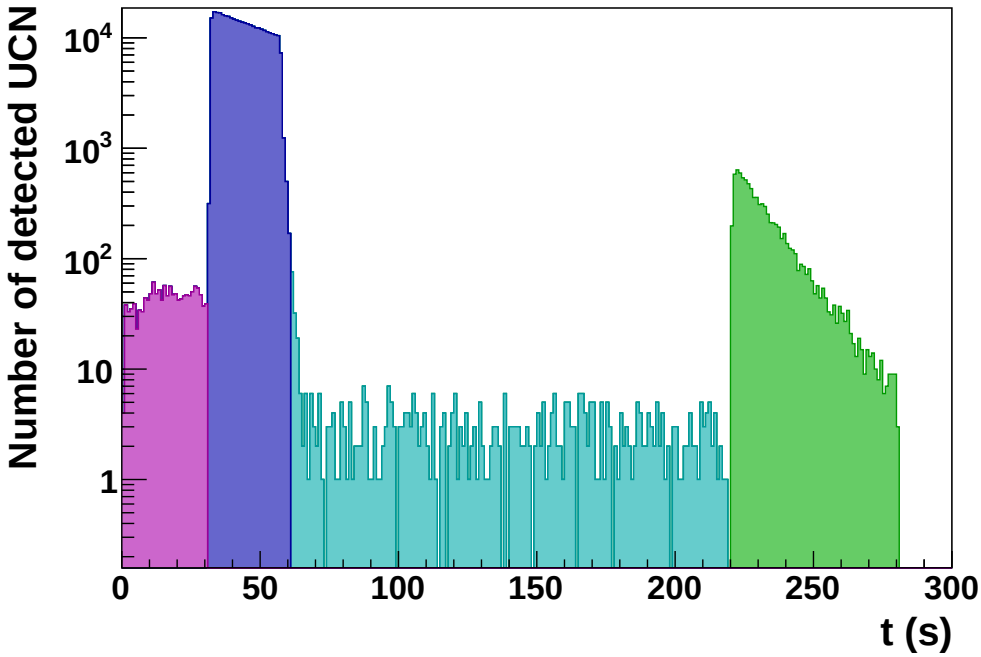

FIGURE 4.14 – Séquence en temps de la détection des UCN lors d'un cycle de mesure nEDM pris en 2015. Voir description dans le texte.

4.4.1.2 Calcul de f_{Hg}

L'acquisition nous fournit pour chaque cycle de mesure, la série en temps, échantillonnée à 100 Hz, du signal ^{199}Hg collecté par le tube photomultiplicateur du co-magnétomètre Hg. L'analyse hors ligne du signal de précession ^{199}Hg est basée sur la méthode des deux fenêtres avec optimisation de la durée de la seconde fenêtre d'ajustement, présentée dans le chapitre 2 qui aboutit à l'estimation, cycle à cycle, de f_{Hg}.

Rappelons ici qu'en prise de données nEDM, la direction de **E** est inversée régulièrement. Comme nous l'avons vu sur la figure 2.7, le T_2 du ^{199}Hg est de fait fortement affecté tout au long de la prise de données. Sur la figure 4.15, la distribution de l'erreur relative sur f_{Hg} montre que $\sigma_{f_{\mathrm{Hg}}}/f_{\mathrm{Hg}} < 0.1$ ppm sur la majorité des cycles enregistrés. Cette performance du magnétomètre est notamment possible grâce aux nettoyages réguliers de la chambre de précession sous atmosphère de O_2, mais également grâce à l'ajustement de la longueur des fenêtres, dont les distributions sont tracées sur la figure 4.15.

Par défaut, la durée de la première fenêtre est fixée à $T_{f1} = 20$ s, la position de la seconde fenêtre, T_{f2}, est calculée en suivant l'expression (2.35). Les paramètres du signal ^{199}Hg ($a(0)/\sigma$, T_2, et la dérive du champ magnétique mesurée par les CsM) sont comparés à l'espace des paramètres présenté en section 2.2.4. Cette comparaison permet de déterminer si oui ou non, dans cette paramétrisation de l'analyse du signal ^{199}Hg, l'estimateur de f_{Hg} serait biaisé.

- Si **non**, alors le signal est ajusté selon l'algorithme présenté en section 2.2.3.
- Si **oui**, la durée de la première fenêtre est décrémentée par saut de 5 s jusqu'à ce

qu'une paramétrisation de l'analyse du signal ^{199}Hg (définie par les valeurs T_{f1} et T_{f2}) aboutisse à une estimation non biaisée de f_{Hg}.

La comparaison de la sensibilité des 2 magnétomètres est discutée dans la suite. A présent, la connaissance du nombre de neutrons et de la fréquence ^{199}Hg nous permet à présent de construire et d'analyser la frange de Ramsey.

4.4.1.3 Magnétomètres ^{133}Cs et distribution du champ magnétique

Le module d'acquisition des signaux des CsM renseigne la valeur de la composante verticale du champ magnétique à la position des 16 CsM toutes les secondes :

$$B_{\mathrm{CsM}} = \sqrt{B_z^2 + B_{\mathrm{T}}^2} \approx B_z(\mathbf{r}_{\mathrm{CsM}}), \tag{4.17}$$

où $B_{\mathrm{T}} \approx 1$ nT, est le champ magnétique transverse négligeable devant la composante verticale principale.

En 2015, ces données sont disponibles pour 137 sous-séquences sur un total de 167, soit 82 % du temps de mesure. Je précise ici la définition retenue pour notre groupe d'analyse de la disponibilité des CsM. Elle est définie en fonction du fonctionnement de l'ensemble CsM au cours d'une sous-séquence entière. En outre, si au cours d'un cycle sur les quelques 112 cycles que compte une sous-séquence, les CsM ont une défaillance, leurs données sont considérées comme manquante.

Après avoir moyenné les données CsM sur l'intervalle du temps de précession, il est possible de décomposer $B_z(\mathbf{r}_{\mathrm{CsM}})$ en polynômes harmoniques au second ordre pourvu que cela respecte les équations de Maxwell : $\Delta\Phi = 0$ avec $\mathbf{B} = -\mathbf{grad}\Phi$. Il en ressort la paramétrisation suivante (qui respecte la convention des coefficients harmoniques de la collaboration nEDM@PSI détaillée en Annexe A) :

$$\begin{aligned} B_z(\mathbf{r}_{\mathrm{CsM}}) = G_{0,0} \quad &+ \quad G_{1,-1}.y + G_{1,0}.z + G_{1,1}.x \\ &+ \quad G_{2,-2}.2xy + G_{2,-1}.2yz + G_{2,0}.(z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2)) + G_{2,1}.2xz + G_{2,2}.(x^2-y^2) \end{aligned} \tag{4.18}$$

où le coefficient $G_{0,0}$ représente la composante principale et les coefficients $G_{l,m}$ sont les gradients linéaire et quadratique de B_z. La méthode de minimisation par moindres carrés utilisée pour estimer les coefficients $G_{l,m}$ est présentée en Annexe B.

Il est en particulier possible de calculer le champ magnétique $\langle B_z \rangle_{V_{\mathrm{prec}}}$ et son gradient vertical, intégré sur le volume de la chambre de précession (voir en Annexe C une comparaison de $\langle B_z \rangle_{V_{\mathrm{prec}}}$ avec le champ magnétique moyen mesuré par le HgM) :

$$\left\langle \frac{\partial B_z}{\partial z} \right\rangle_{V_{\mathrm{prec}}} = \frac{1}{V} \int_{-H/2}^{H/2} \int_0^{x^2+y^2<D^2/4} \frac{\partial B_z(x,y,z)}{\partial z} \, \mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z, \tag{4.19}$$

$$\left\langle \frac{\partial B_z}{\partial z} \right\rangle_{V_{\mathrm{prec}}} = G_{1,0}. \tag{4.20}$$

La mesure de $G_{1,0}$ est précise, $\sigma_{G_{1,0}} \sim 0.002$ pT/cm au bout de 180 s de mesure (correspondant au temps de précession) mais est biaisée, $\delta_{G_{1,0}} \sim 10$ pT/cm. La connaissance de $G_{1,0}$ sera utilisée ultérieurement lors de la discussion des corrections du rapport R. Toutes les valeurs moyennes de $G_{1,0}$ sont données en Annexe E.

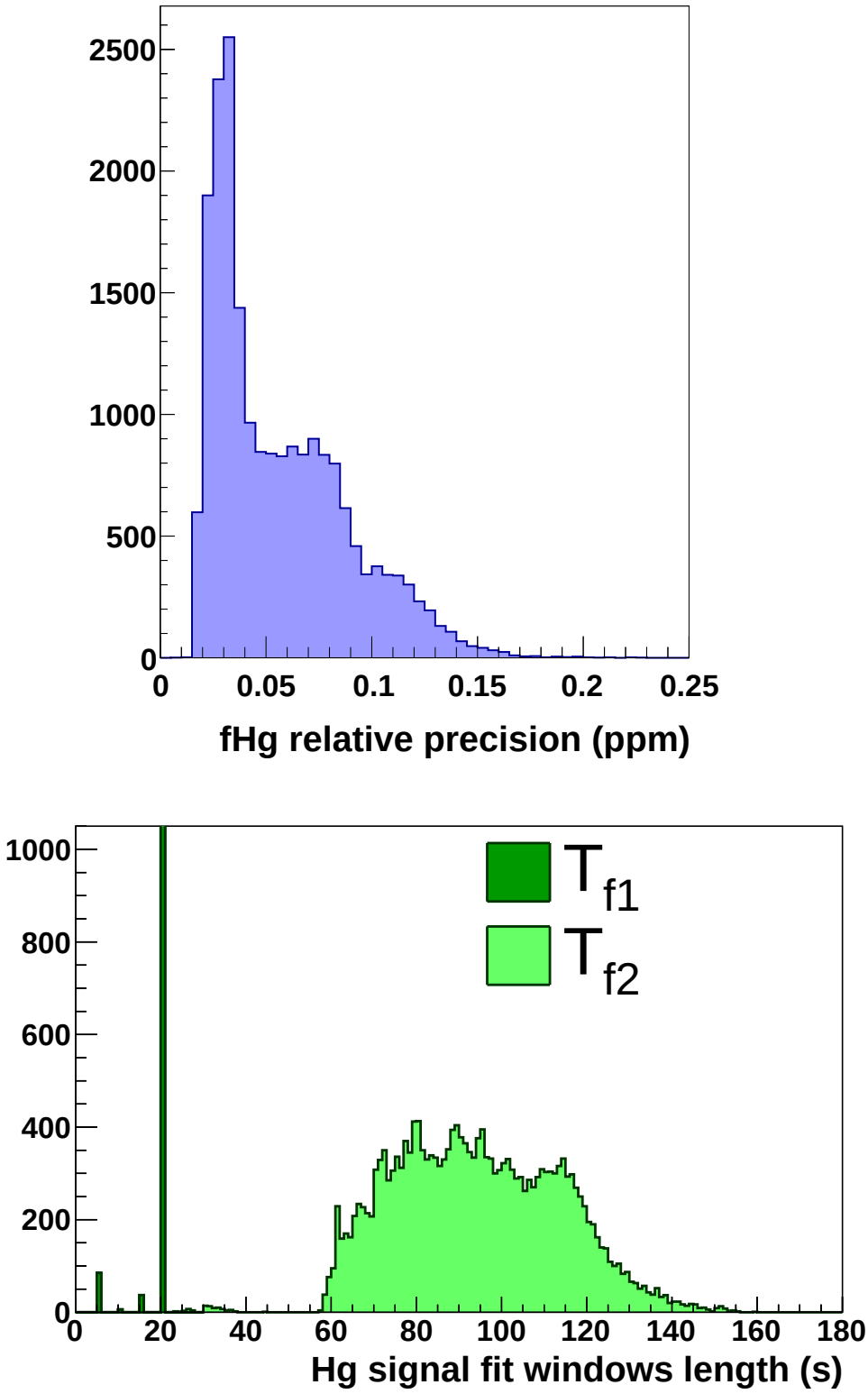

FIGURE 4.15 – En haut : Distribution de la précision relative $\sigma_{f_{\mathrm{Hg}}}/f_{\mathrm{Hg}}$ sur l'ensemble des 20317 cycles collectés en 2015. En bas : Distribution des durées des deux fenêtres d'ajustements du signal Hg.

4.4.2 Analyse de la frange de Ramsey

Après le premier niveau de réduction des données, nous avons à présent toutes les données nécessaires pour passer au deuxième niveau et ainsi construire et analyser la frange de Ramsey.

4.4.2.1 Seuils de coupures des données

Les coupures définies en préambule de l'analyse de la frange de Ramsey ainsi que leurs seuils sont explicitées ci-après :

- $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow} > 1000 \rightarrow$ retire les cycles où il y a eu une mauvaise synchronisation pulse proton/source UCN ou switch ;
- $R \in [3.8422, 3.8428] \rightarrow$ retire les cycles situés hors de la frange centrale de Ramsey.
- Saut du champ magnétique : définies manuellement
  $\rightarrow$ Séquence 6 (192 cycles : Courant des bobines de compensation bruité)
  $\rightarrow$ Séquence 34 (4 cycles : Mauvaise fréquence RF du pulse $\pi/2$ neutron)

Au total, 514 cycles sur 20317 enregistrés ont été retirés de l'analyse nEDM. Les coupures contribuent donc a une perte en sensibilité de 2.5%, soit un rapport acceptable au regard des autres sources d'incertitudes discutées dans la section suivante.

4.4.2.2 Ajustement de la frange

Une séquence de données est divisée en sous-séquence correspondant à un cycle d'inversion de la polarité du champ électrique (+ 0 - - 0 +). Pour chaque sous-séquence, deux franges de Ramsey sont définies pour les deux états de spin des UCN, 1 et 2, en construisant cycle à cycle (indice i) les deux quantités suivantes :

$$\tilde{R}^i = f^i_{\mathrm{RF}}/f^i_{\mathrm{Hg}}, \tag{4.21}$$

$$A^i = \frac{N^{\uparrow i} - N^{\downarrow i}}{N^{\uparrow i} + N^{\downarrow i}}, \qquad \sigma^i_A = 2\frac{\sqrt{N^{\uparrow}N^{\downarrow}}}{(N^{\uparrow} + N^{\downarrow})^{3/2}}. \tag{4.22}$$

Il est utile de rappeler que f_{RF} correspond à la fréquence d'oscillation du champ magnétique appliqué permettant le basculement de $\pi/2$ du spin des neutrons. La probabilité de basculement d'un spin $\downarrow$ du neutron en spin $\uparrow$ a été dérivée au chapitre 1 et permet d'écrire :

$$A_1(\tilde{R}) = \bar{A}_1 + \bar{\alpha}\cos\left[\Omega(\tilde{R} - R_0)\right], \tag{4.23}$$

$$A_2(\tilde{R}) = \bar{A}_2 + \bar{\alpha}\cos\left[\Omega(\tilde{R} - R_0)\right], \tag{4.24}$$

où $\bar{\alpha}$ est la polarisation des UCN à l'issue du temps de précession, moyennée sur toute la sous-séquence et on redéfinit $\Omega = 2\pi \langle f_{\mathrm{Hg}} \rangle \left(T_{\mathrm{p}} + 2\frac{2\tau_{\mathrm{Hg}}}{\pi}\right)$. En Annexe D, la validité de ces fonctions d'ajustement est discutée.

Les termes $\bar{A}_1$ et $\bar{A}_2$ permettent de prendre en compte l'asymétrie de l'efficacité de détection des deux détecteurs NANOSC. L'état des spin flipper de l'USSA étant inversé tous les 4 cycles, on mesure autant de cycles pour les configurations 1 et 2. L'analyse de la frange Ramsey repose sur la minimisation de χ^2 d'un ajustement combiné des données

par (4.23) et (4.24), sous-séquence par sous-séquence pour les deux polarités du champ électrique. Cette stratégie est justifiée car les paramètres $\bar{\alpha}$, $\bar{A}_1$, $\bar{A}_2$ et R_0 ne dépendent pas de l'état de spin des neutrons. Précisons au passage que les données collectées à champ électrique nul ne représentent que 14% des cycles collectés (8 cycles entre deux polarités de $\mathbf{E}$) et sont ajustées sur l'ensemble de la séquence et non pas sous-séquence par sous-séquence.

On présente un exemple d'une telle analyse des données sur la figure 4.16. Cette séquence de données peut être divisée en 6 sous-séquence (- 0 + + 0 -) explicitées sur la figure 4.3. L'analyse de cette frange comporte donc 13 estimations de $\bar{\alpha}$, $\bar{A}_1$ et $\bar{A}_2$:

- $E > 0$: 6 ajustements combinés
- $E = 0$: 1 ajustement combinés
- $E < 0$: 6 ajustements combinés

En 2015, on mesure les valeurs typiques $\bar{\alpha} \sim 0.75$ (Annexe E), $\bar{A}_2 \approx -\bar{A}_1 \approx 0.03$. La connaissance de ces deux paramètres nous permet désormais de calculer cycle à cycle la fréquence de Larmor des neutrons f_{n}.

4.4.2.3 Calcul de f_{n} et rapport des fréquences R

A partir de l'ajustement de la frange de Ramsey, il est possible de calculer cycle à cycle la fréquence neutron a posteriori :

$$f_{\mathrm{n}}^{i,1(2)} = f_{\mathrm{RF}}^{i} \pm \frac{f_{\mathrm{Hg}}^{i}}{\Omega} \arccos\left(\frac{\bar{A}_{1(2)} - A^{i}}{\bar{\alpha}}\right), \tag{4.25}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{f_{\mathrm{n}}}^{i,1(2)} &= \frac{f_{\mathrm{Hg}}^{i}}{\Omega\bar{\alpha}} \sqrt{1 - \left(\frac{\bar{A}_{1(2)} - A^{i}}{\bar{\alpha}}\right)^{2}}^{-1} \\ &\times \sqrt{\frac{1}{N^{\uparrow i} + N^{\downarrow i}} + \Delta\bar{A}_{1(2)}^{2} + \left(\frac{\bar{A}_{1(2)} - A^{i}}{\bar{\alpha}}\right)^{2} \Delta\bar{\alpha}^{2}}. \end{aligned} \tag{4.26}$$

En 2015, les performances de la source UCN et du spectromètre nEDM permettent de mesurer $N^{\uparrow i} + N^{\downarrow i} \sim 10000$. On mesure ainsi la fréquence neutron avec une précision statistique $\sigma_{f_{\mathrm{n}}}^{i} \sim (2\pi T_{\mathrm{p}}\bar{\alpha}\sqrt{N})^{-1} \sim 12\ \mu$Hz, soit en relatif 0.4 ppm. Dans (4.26), la présence du facteur $1 - \left(\frac{\bar{A}-A^{i}}{\bar{\alpha}}\right)^{2}$ traduit la perte de sensibilité due à l'écartement inévitable des points de fonctionnement de la frange Ramsey (Fig. 4.16) par rapport à son centre situé en $\phi = \pi/2$ et $3\pi/2$. Sur la figure 4.17, l'erreur relative des paramètres $\bar{\alpha}$ et $\bar{A}$ est comparée à la sensibilité statistique neutron (contribution $\propto 1/\sqrt{N_{\mathrm{tot}}}$). Les estimations de la visibilité $\bar{\alpha}$ et de l'asymétrie $\bar{A}$ via l'ajustement de la frange de Ramsey contribuent à 1 % et 2 % à $\sigma_{f_{\mathrm{n}}}$ respectivement.

Cette estimation de la fréquence neutron permet ensuite de construire le rapport des fréquences R, quantité sans dimension, affranchie des fluctuations de champ magnétique

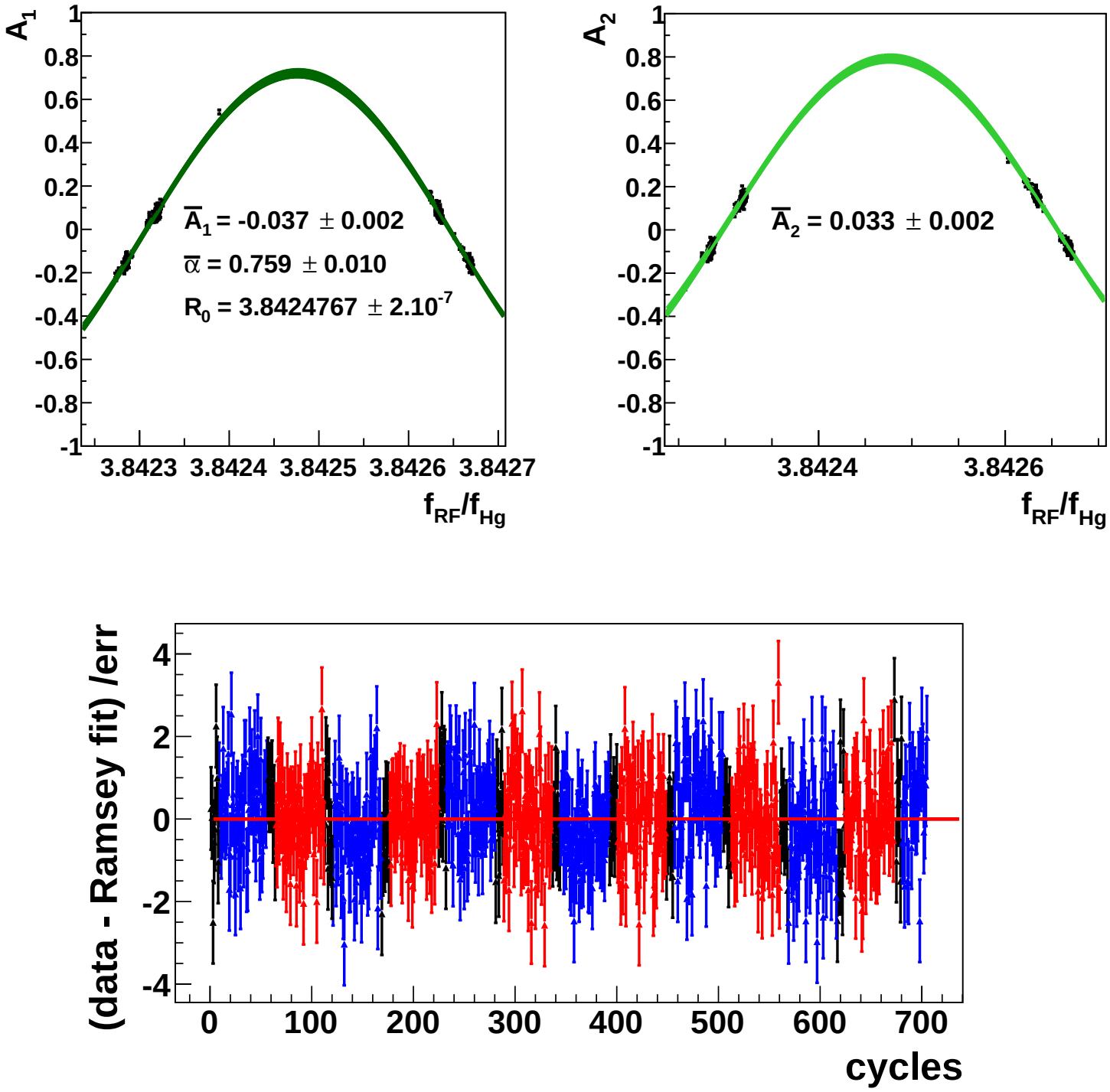

FIGURE 4.16 – Exemple d'analyse de la frange de Ramsey pour la séquence de données 2015_24 (run 10345) où chaque point représente 1 cycle de mesure. Il y a autant d'ajustement que de sous-séquence. En haut : Ajustement des données de la frange Ramsey (point noirs) par 4.23 (vert clair) et 4.24 (vert foncé). En bas : Résidus de l'ajustement en fonction du numéro de cycle. Le code de couleur bleu(rouge) représente les configurations (anti-)parallèle et les points noirs représentent les cycles à champ électrique nul.

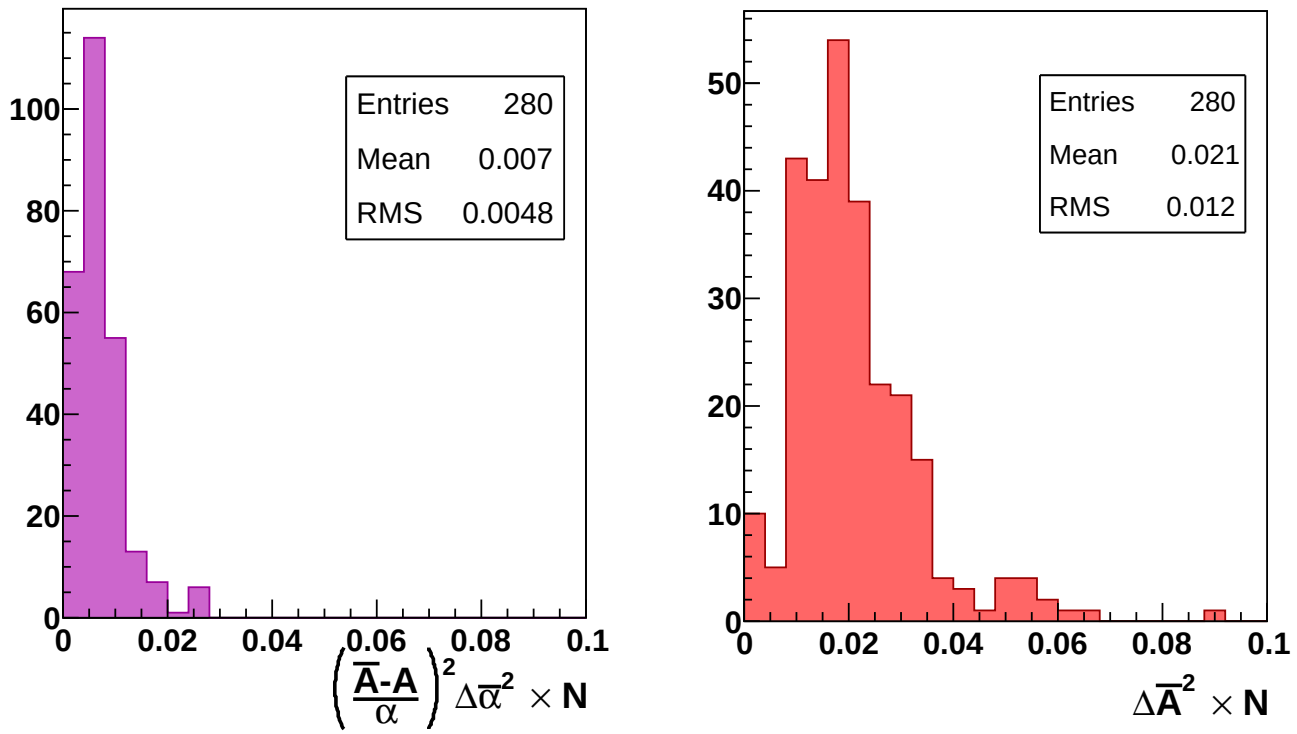

FIGURE 4.17 – A gauche(droite) : Distribution de l'erreur sur le paramètre $\bar{\alpha}(\bar{A})$ intégrant l'expression 4.26, relative à l'erreur statistique ($\times N$). Une entrée dans les histogrammes représente une sous-séquence de la collection de données nEDM 2015 hors champ électrique nul.

au 1er ordre :

$$R^i = \frac{f_{\mathrm{n}}^i}{f_{\mathrm{Hg}}^i} \sim 3.842, \tag{4.27}$$

$$\sigma_R^i = \frac{1}{f_{\mathrm{Hg}}^i}\sqrt{{\sigma_{f_{\mathrm{n}}}^i}^2 + \left(\frac{f_{\mathrm{n}}^i}{f_{\mathrm{Hg}}^i}\right)^2 {\sigma_{f_{\mathrm{Hg}}}^i}^2}. \tag{4.28}$$

La valeur moyenne de R est reportée séquence par séquence dans la table de l'Annexe E. La précision sur le rapport R est principalement dominée par $\sigma_{f_{\mathrm{n}}}^i$ et est de l'ordre de 0.4 ppm par cycle.

4.4.3 Correction du rapport des fréquences R

Dans cette partie, nous nous attachons à détailler les corrections à apporter au rapport $f_{\mathrm{n}}/f_{\mathrm{Hg}}$ du fait des différences qui existent entre les deux espèces :

- Le déplacement gravitationnel du centre de masse des UCN engendre un décalage de f_{n} proportionnel au gradient magnétique : δ_{Grav}
- La mesure des fréquences s'effectue dans le référentiel terrestre, tournant à la fréquence f_{T}. Cela affecte cette mesure qui est réalisée dans les deux directions de champ magnétique : δ_{T}
- UCN et atomes de ^{199}Hg évoluent en régime adiabatique et non-adiabatique respectivement, causant un décalage en fréquence relié à la puissance transverse du champ magnétique : $\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$
- Le déplacement lumineux scalaire affecte le signal ^{199}Hg et induit un décalage de f_{Hg} proportionnel à l'intensité lumineuse : δ_{LS}

Au total, il faut donc corriger R de quatre effets distincts :

$$R = \frac{f_{\mathrm{n}}}{f_{\mathrm{Hg}}} = \left|\frac{\gamma_{\mathrm{n}}}{\gamma_{\mathrm{Hg}}}\right| \left(1 + \delta_{\mathrm{Grav}} + \delta_{B_{\mathrm{T}}^2} + \delta_{\mathrm{LS}} + \delta_{\mathrm{T}}\right). \tag{4.29}$$

4.4.3.1 Décalage gravitationnel : δ_{Grav}

L'étude du terme δ_{Grav} est possible grâce à la magnétométrie CsM qui permet d'accéder en particulier à la valeur de $G_{1,0}$.

Corrélation $G_{1,0}$ - R La dépendance du rapport R au gradient vertical de champ magnétique met en évidence l'influence du décalage gravitationnel dont je rappelle l'expression :

$$\delta_{\mathrm{Grav}}^{\uparrow(\downarrow)} = \pm\frac{h}{B_0}G_{1,0}. \tag{4.30}$$

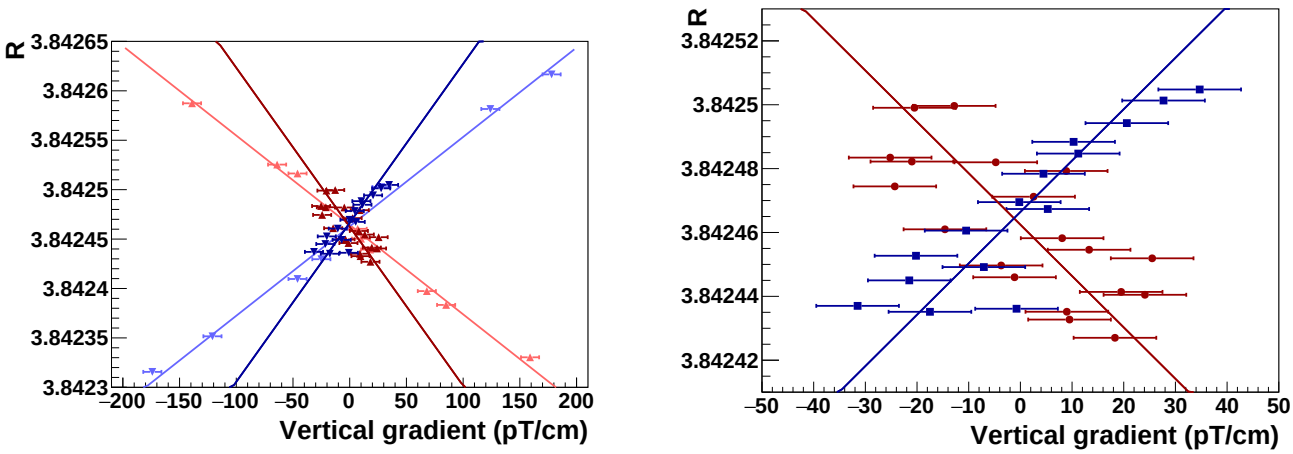

FIGURE 4.18 – Corrélation du rapport R au gradient vertical de champ magnétique mesuré par les CsM, à gauche sur une large gamme de gradient, à droite, zoom sur les données 2015. Les lignes représentent un ajustement des données par 4.33 pour les deux directions de champ magnétique ↑(rouge) et ↓(bleu).

La différence des centres de masse h [1] des UCN et des atomes de ^{199}Hg a été estimée une première fois en 2012 à l'occasion de la mesure du rapport gyromagnétique du neutron γ_{n} (Afach et al., 2014a). Cette mesure concluait que $h^{2012} = -0.235(5)$ cm à partir d'un balayage du gradient compris dans la gamme [-200,200] pT/cm. Dans la collection des données 2015, cette gamme est réduite à [-30,30] pT/cm. L'ensemble des points de mesure de R est tracé en fonction de $G_{1,0}$ sur la figure 4.18 et est comparé à la mesure de 2012. Dans les 2 jeux de données, les barres d'erreurs sur le gradient vertical, dominées par le biais de l'estimateur du gradient, notées $\sigma^{\mathrm{b}}_{G_{1,0}}$, sont fixées à 8 pT/cm pour 2012 et à 10 pT/cm pour 2015 [2] Ces valeurs ont été estimées à partir de simulation Monte-Carlo et validées par méthode Jackknife (voir Helaine (2014) pour une étude de l'estimation de cette barre d'erreur). Un ajustement des données par $R^{\uparrow(\downarrow)} = R_0^{\uparrow(\downarrow)}(1 \pm hG_{1,0}/B_0)$ permet d'estimer $h^{2015} = -0.43(5)$ cm, $R_0^{\uparrow} = 3.8424571(37)$ et $R_0^{\downarrow} = 3.8424718(42)$. La qualité de l'ajustement linéaire des données de 2015 est $\chi^2/\nu = 34/31 \sim 1.1$ (p-*value* $= 0.3$). La non-compatibilité statistique des deux mesures de h à faible(2015) et fort(2012) gradient est attendue, pour la comprendre j'invite le lecteur à se référer à Afach et al. (2015a,b).

Connaissant h, on calcule à présent la correction du rapport R, cycle par cycle, du seul effet du gradient :

$$R^{\mathrm{corr},i} = R^i \left(1 \mp \frac{h}{B_0} G^i_{1,0}\right). \tag{4.31}$$

La barre d'erreur sur R devient alors :

$$\sigma^i_{R^{\mathrm{corr}}} = \sigma^i_R \sqrt{1 + \left(\frac{h}{B_0}\right)^2 \left(\frac{\sigma^{\mathrm{b}}_{G_{1,0}}}{\sigma^i_R}\right)^2}. \tag{4.32}$$

1. Nous respectons ici la convention de Afach et al. (2014a) où h est négatif.
2. L'augmentation de la barre d'erreur s'explique par la prise en compte de la plus grande complexité du champ magnétique de compensation présent lors de la prise de données nEDM en 2015.

On peut ainsi quantifier la contribution de l'incertitude sur $G_{1,0}$ à $\sigma^i_{R^{\rm corr}}$. Avec $h = -0.43$ cm, $B_0 = 1.036\ \mu$T, $\sigma^i_R = 3.84\times 0.4$ ppm et $\sigma^{\rm b}_{G_{1,0}} = 10$ pT/cm, on aboutit à $\sigma^i_{R^{\rm corr}} \sim 8\times\sigma^i_R$.

En conclusion, il est impossible de considérer une correction directe du rapport R du décalage gravitationnel du fait du biais de la mesure de $G_{1,0}$ via les CsM.

Correction des fluctuations de $G_{1,0}$ La mesure de $G_{1,0}$ est certes biaisée mais précise, $\sigma_{G_{1,0}} \sim 0.002$ pT/cm au bout du temps de précession. La précision des magnétomètres ^{133}Cs permet la correction de la dérive du gradient vertical du champ magnétique lorsque leurs données sont disponibles (137/167 sous-séquences, soit 82 % du temps de mesure). La disponibilité des CsM est définie, dans cette analyse, en fonction de leur fonctionnement au cours d'une sous-séquence entière. En outre, si au cours d'un cycle, les CsM ont une défaillance, la correction du rapport R n'est pas réalisée sur l'ensemble de la sous-séquence concernée.

La correction du rapport R des fluctuations du gradient s'écrit ici :

$$R^{{\rm corr},i} = R^i \left(1 \mp \frac{h}{B_0}(G^i_{1,0} - \langle G_{1,0}\rangle)\right), \tag{4.33}$$

où $\langle G_{1,0}\rangle$ est le gradient moyenné sur la durée de la séquence. La différence $G^i_{1,0} - \langle G_{1,0}\rangle$ permet de s'affranchir du problème d'exactitude des CsM et ainsi de se concentrer sur la correction des fluctuations du gradient de champ magnétique. Cette correction n'affecte donc pas la valeur moyenne de R. Dans la section suivante, nous discutons de sa prise en compte ou non dans l'analyse de données.

4.4.3.2 Correction de la fréquence de rotation de la Terre : $\delta_{\rm T}$

La mesure du rapport $f_{\rm n}/f_{\rm Hg}$ s'effectue dans le référentiel tournant à la fréquence $f_{\rm T}$ de la Terre. Par convention, $f_{\rm n}$ et $f_{\rm Hg}$ sont des quantités positives, qu'il convient donc de corriger de $f_{\rm T}$. Cette correction est nécessaire car l'expérience nEDM repose sur la comparaison de l'EDM, mesuré en champ magnétique ↑ et ↓.

Le rapport R s'écrit en réalité :

$$R^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{f_{\rm n} \mp f_{\rm T}\sin\lambda}{f_{\rm Hg} \pm f_{\rm T}\sin\lambda} \tag{4.34}$$

$$\sim \frac{f_{\rm n}}{f_{\rm Hg}}\left(1 \mp \frac{f_{\rm T}\sin\lambda}{f_{\rm n}} \pm \frac{f_{\rm T}\sin\lambda}{f_{\rm Hg}}\right), \tag{4.35}$$

où l'on a pris en compte la différence de signe des rapports gyromagnétiques ($\gamma_{\rm n}$ est négatif !). On définit donc :

$$\delta^{\uparrow(\downarrow)}_{\rm T} = \mp\left(\frac{f_{\rm T}}{f_{\rm n}} + \frac{f_{\rm T}}{f_{\rm Hg}}\right)\sin\lambda = \mp 1.4\times 10^{-6}. \tag{4.36}$$

où $f_{\rm T} = 11.6\ \mu$Hz et le terme $\sin\lambda = 0.738$ représente le sinus de la latitude de l'Institut Paul Scherrer. La fréquence de rotation de la Terre est connue très précisément, si bien

que δ_{T} n'altère pas la sensibilité du rapport des fréquences.

Au regard des valeurs $R_0^{\uparrow}$ et $R_0^{\downarrow}$ estimés dans l'étude du décalage gravitationnel, on constate que :

$$2\frac{R_0^{\uparrow} - R_0^{\downarrow}}{R_0^{\uparrow} + R_0^{\downarrow}} = (-3.8 \pm 1.0) \times 10^{-6}, \tag{4.37}$$

compatible avec la prédiction (4.36). Les valeurs de R reportées en Annexe E sont donc toutes corrigées de δ_{T}.

4.4.3.3 Correction de la puissance transverse : $\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$

Les configurations magnétiques définies pour chaque séquence sont choisies car elles permettent à la fois un balayage du gradient vertical (Fig 4.1) et une homogénéité du champ magnétique qui conserve $T_2^{\mathrm{n}} > 1000$ s (Eq. 4.1). Elles sont déterminées par la valeur des courants I_{bobines} injectés dans les bobines de compensation, courants enregistrés en continu lors de la prise de données.

Si, grâce à ces bobines, nous sommes capable d'assurer une production des données performantes, il faut cependant veiller à ne pas introduire d'effet systématique proportionnel à la puissance traverse du champ magnétique. Cette quantité se calcule de la façon suivante :

$$\langle B_{\mathrm{T}}^2 \rangle = \langle B_x^2 + B_y^2 \rangle \,, \tag{4.38}$$

avec

$$\begin{aligned} \langle B_x^2 + B_y^2 \rangle &= \frac{1}{V} \int_0^{x^2+y^2<D^2/4} \int_{-H/2}^{H/2} \left(B_x^2 + B_y^2\right) \mathrm{d}z\mathrm{d}x\mathrm{d}y & (4.39) \\ &= \frac{D^2}{8}\left(G_4^2 + G_5^2 + \frac{1}{4}G_8^2\right) + \frac{H^2}{12}\left(G_6^2 + G_7^2\right) + \mathcal{O}(2O). & (4.40) \end{aligned}$$

Dans cette dernière expression, seules les contributions du 1er ordre sont explicitées. Précisons que les coefficients G_i ont été mesurés indépendamment pour chaque bobine de compensation lors de cartographies magnétique et sont renormalisés à chaque séquence par I_{bobines}. La reproductibilité des cartes de champ magnétique permet d'attribuer une barre d'erreur globale de 0.4 nT^2 sur la puissance transverse (Afach et al., 2014a).

La valeur de $\langle B_{\mathrm{T}}^2 \rangle$, calculée jusqu'à l'ordre 3, est reportée pour chaque séquence en Annexe E. Celle-ci permet de calculer le décalage induit sur R :

$$\delta_{B_{\mathrm{T}}^2} = \frac{\langle B_{\mathrm{T}}^2 \rangle}{2B_0^2}. \tag{4.41}$$

Étant donné qu'une campagne de cartographie magnétique des bobines sera à nouveau réalisée en 2017, les valeurs de $\langle B_{\mathrm{T}}^2 \rangle$ sont susceptibles d'évoluer, de fait, la correction $\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$ n'est pas appliquée au rapport R dans cette analyse. Nous pouvons néanmoins estimer l'amplitude de l'effet systématique induit. Celui-ci repose sur la comparaison de $\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$, estimé pour $B_0^{\uparrow}$ et $B_0^{\downarrow}$. La valeur moyenne de la puissance transverse sur l'ensemble des

données de 2015 est donnée ici :

$$\begin{aligned}\langle B_{\mathrm{T}}^2\rangle^{\uparrow} &= 2.2\ \mathrm{nT}^2,\\ \langle B_{\mathrm{T}}^2\rangle^{\downarrow} &= 2.5\ \mathrm{nT}^2.\end{aligned}$$

Après correction du faux EDM relativiste du ^{199}Hg (j'invite le lecteur à se référer ultérieurement à la section 4.6.2), nous aboutissons à :

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux},B_{\mathrm{T}}^2} = \frac{\hbar\gamma_{\mathrm{n}}\gamma_{\mathrm{Hg}}D^2}{32c^2}\frac{B_0}{h}\left(\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}^{\uparrow} - \delta_{B_{\mathrm{T}}^2}^{\downarrow}\right) \tag{4.42}$$

$$= (-2.1 \pm 3.0)\times 10^{-27}\ e\,\mathrm{cm}. \tag{4.43}$$

où l'on a pris une valeur conservative $h = -0.3$ cm. Dans cette analyse, cet effet est pris en compte dans le budget des erreurs systématiques.

4.4.3.4 Correction du déplacement lumineux : δ_{LS}

Au chapitre 2, nous avons présenté la mesure du décalage de la fréquence ^{199}Hg induit par le déplacement lumineux. Ce décalage, à l'origine de l'effet systématique $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux,LS}}$, n'est pas pris en compte dans le calcul de R mais est également intégré aux budget des erreurs systématiques. La différence des mesures $\delta_{\mathrm{LS}}\downarrow$ et $\delta_{\mathrm{LS}}\uparrow$ se transpose de façon similaire à l'effet précédent en erreur systématique. Nous donnons ici sa valeur :

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux,LS}} = \frac{\hbar\gamma_{\mathrm{n}}\gamma_{\mathrm{Hg}}D^2}{32c^2}\frac{B_0}{h}\times(\delta_{\mathrm{LS}}\uparrow - \delta_{\mathrm{LS}}\downarrow) \tag{4.44}$$

$$= (1.4 \pm 2.5)\times 10^{-27}\ e\,\mathrm{cm}. \tag{4.45}$$

En conclusion, le rapport R est systématiquement corrigé de δ_{T} pour chaque séquence. Les contributions $\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$ et δ_{LS} ne sont pas intégrées au calcul du rapport R mais sont prises en compte dans le budget des erreurs systématiques sur la mesure de l'EDM du neutron. Enfin, nous avons vu que l'effet gravitationnel ne peut pas être directement corrigé du fait de la connaissance de $G_{1,0}$ avec une exactitude insuffisante. Le traitement de cet effet sera discuté ultérieurement, au moment de l'analyse du point de croisement. Dans la suite, j'aborderai tout de même la possibilité de corriger R des fluctuations du gradient. Cette étape permet à présent de passer au 3ème et dernier niveau de l'analyse des données, l'estimation de l'EDM.

4.4.4 Estimation de l'EDM : R vs E

La dépendance de R avec le champ électrique, est calculée pour chaque sous-séquence à partir de la minimisation de χ^2 d'un ajustement des données par :

$$R(E) = a^{\mathrm{ssq}}E + \langle R\rangle^{\mathrm{ssq}}, \tag{4.46}$$

où a^{ssq} et $\langle R\rangle^{\mathrm{ssq}}$ sont des paramètres libres. Cet ajustement permet ainsi d'obtenir une valeur de l'EDM du neutron en moyenne tous les 112 cycles de mesure :

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{ssq}} = \hbar\,\langle f_{\mathrm{Hg}}\rangle^{\mathrm{ssq}}\,a^{\mathrm{ssq}}, \tag{4.47}$$

$$\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{\mathrm{ssq}} = \hbar\,\langle f_{\mathrm{Hg}}\rangle^{\mathrm{ssq}}\,\sigma_a^{\mathrm{ssq}}. \tag{4.48}$$

On trace sur la figure 4.19, la série en temps du rapport R avec les inversions de champ électrique au cours de la séquence 2015_24. La valeur de l'EDM du neutron correspondant à chaque sous-séquence de cette série en temps est également présentée. Une dernière étape consiste à calculer la valeur moyenne de l'EDM sur la séquence $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{sq}} = \langle d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{ssq}} \rangle$ et son erreur $\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{\mathrm{sq}} = 1/\sqrt{\sum_1^{N^{\mathrm{ssq}}} 1/\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{\mathrm{ssq}\ 2}}$ ainsi que $R^{\mathrm{sq}} = \langle R^{\mathrm{ssq}} \rangle$. Les valeurs R^{sq}, $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{sq}}$ et $\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{\mathrm{sq}}$ sont reportées en Annexe E, cette dernière valeur est comparée à la sensibilité purement statistique $\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{N}$.

4.5 Validation de l'analyse

L'objectif de cette section est de montrer la validation pas à pas des différentes étapes de l'analyse sur les données altérées et non-altérées.

Prenons l'hypothèse où des points de mesure indépendants $(x_i \pm \sigma_x)$ fluctuent autour d'un modèle avec une amplitude σ_x. Nous nous attendons à ce que le χ^2 de l'ajustement du modèle sur les données se distribue selon une loi de χ^2, à nombre de degré de liberté ν constant. Dans notre cas, dans tous les ajustements réalisés (frange de Ramsey, R vs E), ν change en permanence. Il est donc impossible de construire une distribution de χ^2 avec suffisamment de statistique pour pouvoir conclure sur la validité du modèle. Pour contourner cela, nous regardons la distribution des *p-value*, valeur définie par :

$$p\text{-}value = \int_{\chi^2_{\min}}^{\infty} f(x,\nu)\mathrm{d}x, \tag{4.49}$$

où $f(x,\nu)$ est la distribution de χ^2 pour ν degrés de liberté et $\chi^2_{\min}$ est la valeur observée. Grâce à cette définition et dans l'hypothèse énoncée plus haut, nous nous attendons à observer une distribution uniforme des *p-value* comprise dans l'intervalle [0 ;1]. Nous verrons comment cela est corrélé aux distributions des résidus des ajustements et permet d'identifier les sources d'incertitudes s'ajoutant à la figure de mérite de l'EDM.

4.5.1 Ajustement de la frange de Ramsey et rapport R

Afin de quantifier la qualité de l'ajustement de la frange de Ramsey, les distributions de χ^2/ν et des *p-value* associées sont tracées sur la figure 4.20. A partir de ces distributions, nous voyons que l'amplitude des barres d'erreur statistiques neutron ne rendent pas compte de la totalité des fluctuations point à point observées, en particulier, les *p-value* sont principalement distribuées autour de 0. Pour quantifier les fluctuations hors statistiques neutrons observées, la distribution des résidus normalisés, définis ci-dessous, est tracée pour l'ensemble de la prise de données 2015 :

$$\mathrm{Res}_{\mathrm{Ramsey}}^{i,1(2)} = \frac{A^i - \left[\bar{A}^{1(2)} + \bar{\alpha}\cos(\Omega(R^i - R_0))\right]}{\sigma_A^i} \tag{4.50}$$

La déviation standard de cette distribution permet d'expliciter l'amplitude de ces fluctuations, qui contribuent à hauteur de 8.7 % à la perte de sensibilité de l'expérience nEDM.

D'après (4.28), nous savons qu'il faut prendre en compte $\sigma_{f\mathrm{Hg}}$. La distribution des résidus (Fig. 4.23, gauche) :

$$\mathrm{Res}_R^i = R^i - \langle R \rangle^{\mathrm{ssq}}, \tag{4.51}$$

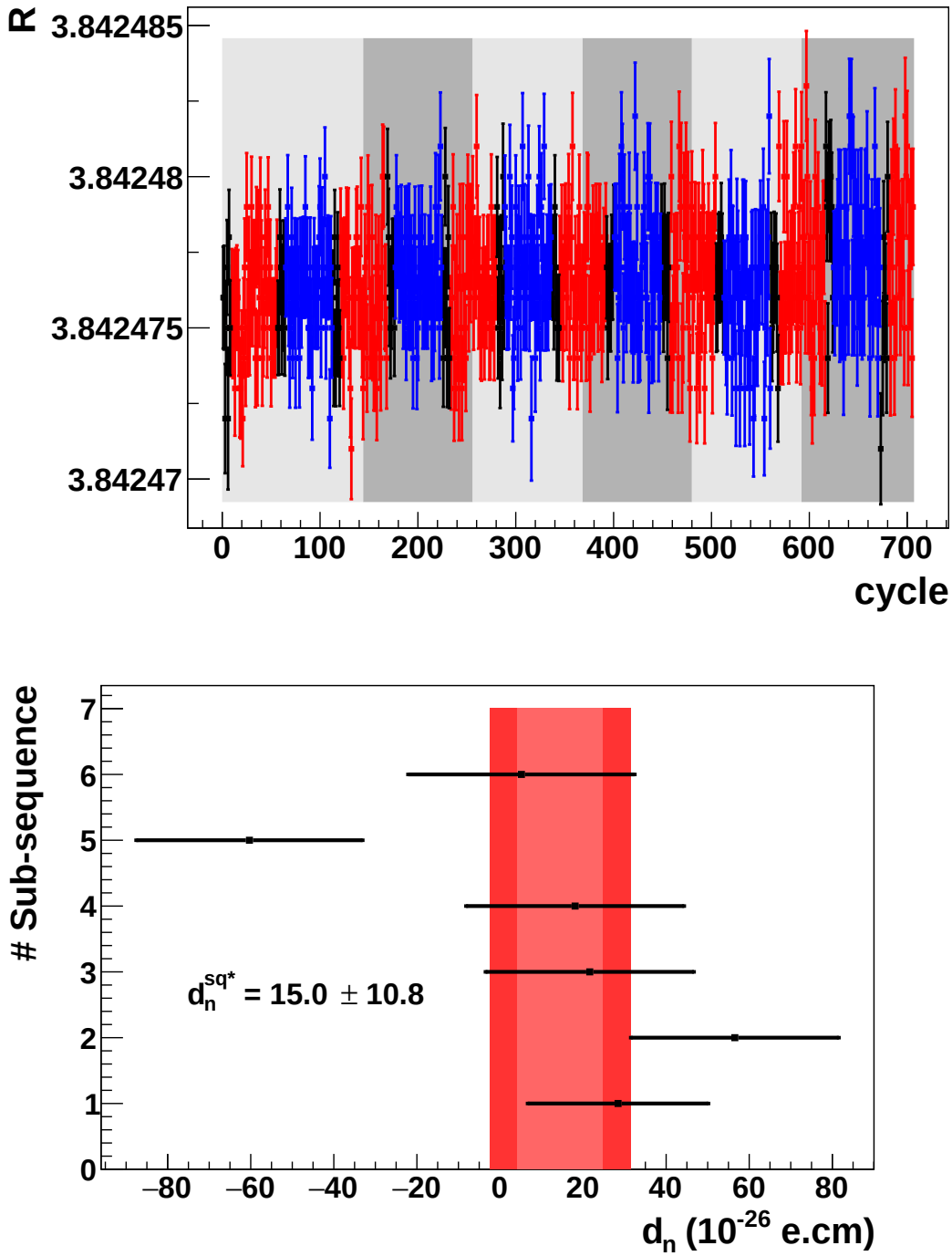

FIGURE 4.19 – Exemple d'analyse de la corrélation du rapport R au champ électrique pour la séquence de données 2015_24. En haut : Stabilité temporelle du rapport R au cours des différents cycles d'inversion de la polarité du champ électrique. En bleu(rouge) : configuration **B**,**E** (anti-)parallèle. En noir, cycles de mesure à champ électrique nul. Les sous-séquences sont explicitées par la présence des bandes grises. En bas : Estimation sous-séquence par sous-séquence de la valeur de l'EDM du neutron à partir de l'expression (4.47). Les bandes de couleur correspondent à la valeur moyenne de l'EDM sur la séquence à 1 et 1.65 sigma d'incertitude (90% NC).

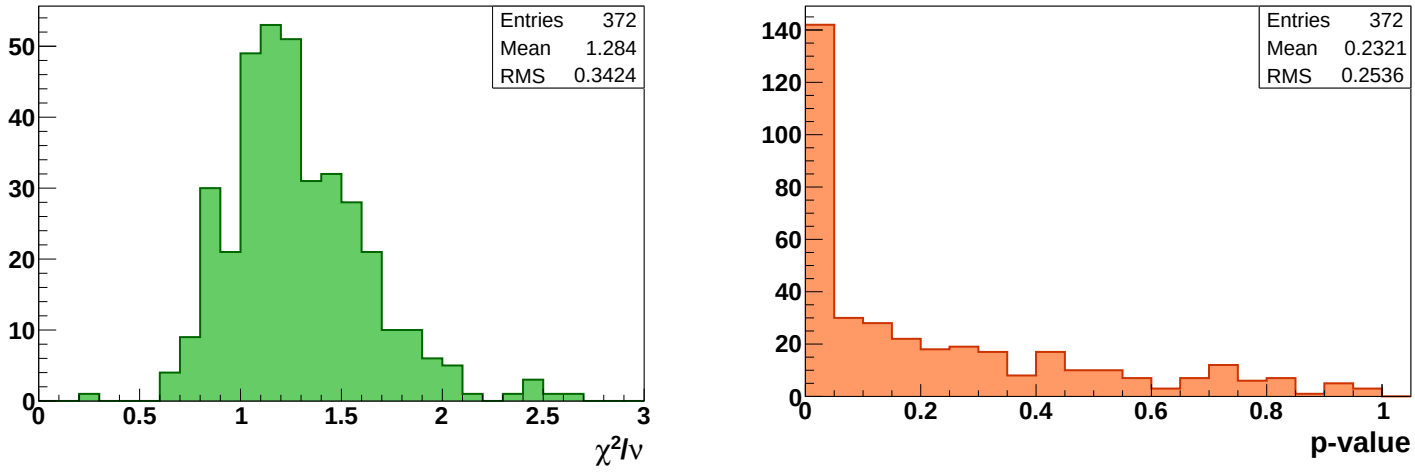

FIGURE 4.20 – A gauche : Distribution de χ^2/ν intégrant l'ensemble de l'analyse des franges de Ramsey. De même à droite : Distribution des *p-value*.

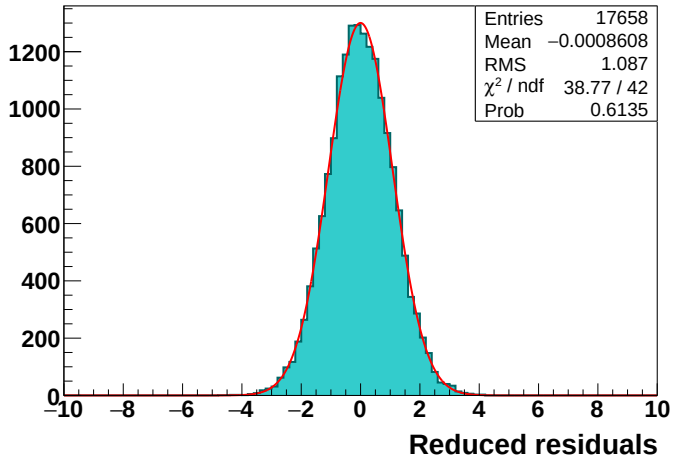

FIGURE 4.21 – Distribution des résidus de l'ensemble des ajustements des franges de Ramsey sur toute la prise de données nEDM 2015.

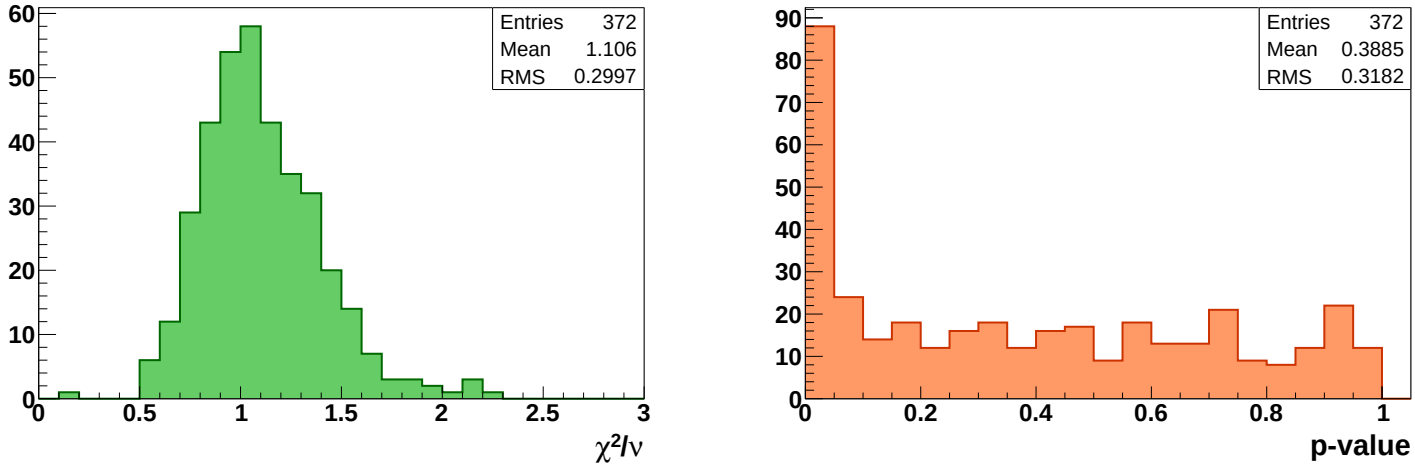

FIGURE 4.22 – A gauche : Distribution de χ^2/ν intégrant l'ensemble des ajustements de (Eq. 4.28) par $\langle R \rangle^{\text{ssq}}$. De même à droite : Distribution des *p-value*.

a un écart-type de 1.04, ce qui représente une réduction de 5% par rapport à celui de la distribution de $\text{Res}_{\text{Ramsey}}$. Il ressort donc de cette étude que le co-magnétomètre ^{199}Hg contribue globalement à hauteur de 5% à l'incertitude du rapport R. Une contribution inférieure à 10%, seuil fixé lors de la prise données, confirme son bon fonctionnement tout au long de la prise de données nEDM 2015.

La réduction de la déviation standard de Res_R par rapport à $\text{Res}_{\text{Ramsey}}$ se traduit par une distribution des *p-value* plus proche de celle attendue. Néanmoins, ce n'est toujours pas satisfaisant. Nous voyons sur la figure 4.22 (droite) qu'un nombre anormalement élevé d'ajustements ne reproduisent pas les données.

4.5.2 Influence des variations du gradient vertical de champ magnétique

La correction du rapport R des fluctuations du gradient de champ magnétique (4.33) a été étudié en considérant une valeur h de -0.3 cm. Sur la figure 4.23 (droite), la distribution des résidus normalisé du rapport R corrigé du terme δ_{Grav} est présentée. En la comparant à la figure de gauche, on constate une diminution globale de l'ordre de 1 % de la déviation standard des résidus. En outre, cette analyse permet de caractériser une source de fluctuation des données, affectant la sensibilité sur l'EDM du neutron.

Un commentaire s'impose sur la stratégie de prise en compte ou non de cette correction somme toute évidente dans l'analyse nEDM. La source d'incertitude la plus importante dans (4.33) provient pour l'heure de la méconnaissance du paramètre h. Les récentes publications de la collaboration nEDM pour comprendre les mécanismes de dépolarisation magnétique des UCN au sein de la chambre de stockage a permis de mettre en évidence que le paramètre h entrant dans (4.33) dépend lui-même de la valeur du gradient. Il en ressort une incertitude sur h de l'ordre de 50 %. De plus, en 2015, les CsM sont régulièrement sujets à un dysfonctionnement.

Ces observations nous ont conduit à ne pas intégrer la correction (4.33) dans l'analyse nEDM. La faible dégradation de la sensibilité induite par les fluctuations de $G_{1,0}$ valide a

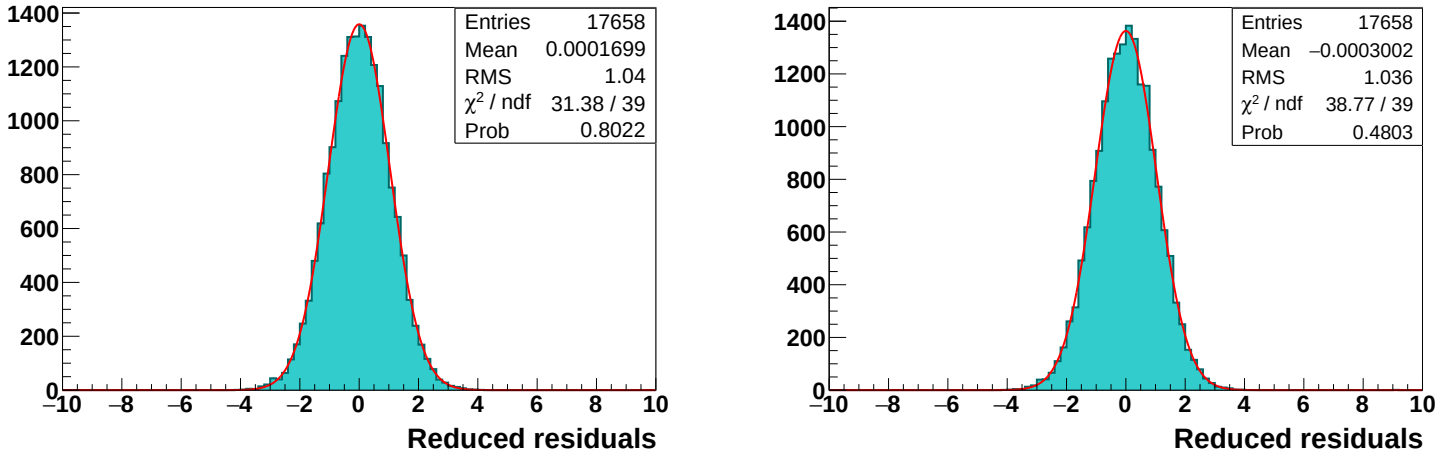

FIGURE 4.23 – Distribution des résidus normalisés du rapport R couvrant l'ensemble la prise de données nEDM 2015. A gauche : Rapport R brut. A droite : Rapport R corrigé des fluctuations du gradient vertical de champ magnétique estimé à partir des CsM en considérant $h = 0.3$ cm.

posteriori la stratégie de la prise de données, qui repose sur l'inversion de la polarité du champ électrique toutes les 4h (Fig. 4.5).

4.5.3 Corrélation R vs E

Enfin, la dernière étape de l'analyse est caractérisée par un ajustement linéaire du rapport R en fonction du champ électrique $\mathbf{E}$ (Eq. 4.47). Comme nous l'avons vu sur la figure 4.23 (gauche), l'estimation de l'erreur sur R ne rend pas compte de la totalité des fluctuations observées. La fluctuation des gradients et toute autre perturbation [3] doivent être prises en compte.
Pour ce faire, l'erreur cycle à cycle sur R est multipliée par la déviation standard de la distribution des résidus normalisés, estimée séquence par séquence (l'amplitude de cette correction est donnée dans la colonne 'RMS corr' en Annexe E) :

$$\sigma_R^i \rightarrow \sigma_R^i \times \mathrm{RMS}^{\mathrm{sq}}_{\mathrm{Res}_R}. \tag{4.52}$$

Les distributions de χ^2/ν et des *p-value* correspondant à l'ajustement linéaire (4.46), après correction des barres d'erreurs, sont présentées en figure 4.24.

La lecture de cette figure permet de conclure que la prise en compte des diverses sources d'incertitude, identifiées à chaque étape de réduction de l'analyse, mènent à une estimation correcte des barres d'erreurs $\sigma_{d_\mathrm{n}}^{\mathrm{sq}}$ sur l'EDM du neutron.

3. Principalement l'influence du pulse $\pi/2$ ^{199}Hg. Cette contribution provient du basculement de $\pi/2$ à 8 Hz des spins des atomes de ^{199}Hg, réalisé avant le pulse neutron à 30 Hz, qui a pour effet d'altérer aléatoirement la polarisation initial des UCN et donc d'ajouter une fluctuation gaussienne à l'estimation de f_n (Pignol)

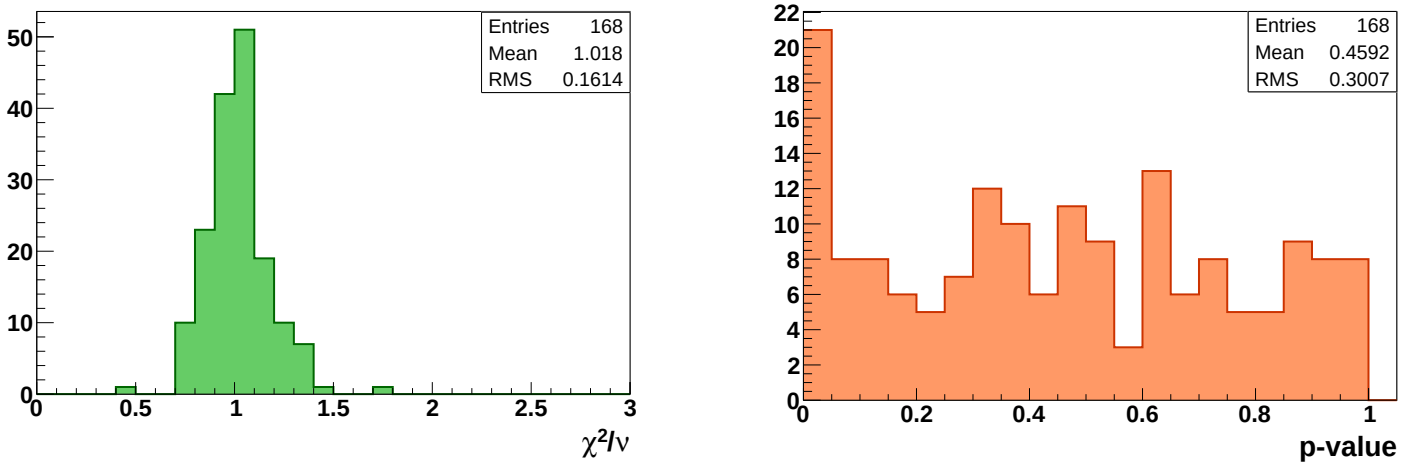

FIGURE 4.24 – A gauche : Distribution de χ^2/ν intégrant l'ensemble des ajustements de 4.47 menant à l'estimation de l'EDM des neutrons sous-séquence par sous-séquence. De même à droite : Distribution des *p-value*.

4.6 Résultat final et interprétation

Au cours de ce chapitre, la description de la prise de données et de la chaine d'analyse de données nous a permis de comprendre comment l'EDM du neutron peut être estimé depuis les données brutes au niveau des séquences ($d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{sq}} \pm \sigma_{d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{sq}}}$). L'analyse exhaustive des sources d'incertitudes nous a mené à attribuer une erreur principalement statistique, corrigée de certains effets, à cette estimation de $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{sq}}$. Dans cette dernière section, la stratégie de combinaison des données obtenues séquence par séquence est discutée. Rappelons que cette combinaison doit être considérée avec précaution du fait de l'existence du faux EDM relativiste du ^{199}Hg qui se transfère au neutron lors de la correction $f_{\mathrm{n}}/f_{\mathrm{Hg}}$. Concrètement, le traitement de cet effet systématique reprend l'analyse du point de croisement mise en œuvre par la collaboration RAL/Sussex lors de la publication de sa limite en 2006 (Baker et al., 2006; Pendlebury et al., 2015).

4.6.1 Analyse du point de croisement

Rappelons avant toute chose les deux paramètres principaux de cette analyse, tous deux sensibles au gradient $G_{1,0}$:

$$R^{\uparrow,\downarrow} = \frac{f_{\mathrm{n}}}{f_{\mathrm{Hg}}} = \left|\frac{\gamma_{\mathrm{n}}}{\gamma_{\mathrm{Hg}}}\right| \left(1 \mp \frac{G_{1,0}h}{B_0}\right), \tag{4.53}$$

$$d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux,\ Hg}} = \frac{\gamma_{\mathrm{n}}}{\gamma_{\mathrm{Hg}}} d_{\mathrm{Hg}}^{\mathrm{faux}} = \frac{\hbar\gamma_{\mathrm{n}}\gamma_{\mathrm{Hg}}D^2}{32c^2} G_{1,0}. \tag{4.54}$$

où l'on explicite les dépendances à la direction $\uparrow$ ($\downarrow$) du champ magnétique. Compte tenu de l'incertitude sur la valeur absolue de $G_{1,0}$, mesurée par les CsM, environ 10 pT/cm, l'effet du faux EDM relativiste du ^{199}Hg sur le neutron $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux,\ Hg}}$ ne peut être déterminé qu'avec une précision de 4×10^{-26} e cm, soit environ 3 fois la sensibilité statistique accumulée en 2015 (Fig. 4.7). L'objectif de l'analyse du point de croisement consiste à estimer

l'EDM du neutron au point où théoriquement, le gradient vertical de champ magnétique est nul. La stratégie de cette analyse repose sur l'étude de la corrélation entre le rapport R et $d_{\mathrm{n}}^{\text{faux, Hg}}$, mesurés séquence par séquence à différente valeur de $G_{1,0}$ (Sec. 4.1). En inversant (4.53), on obtient pour $B_0 \uparrow$ et $\downarrow$:

$$G_{1,0} = \pm \frac{B_0}{h} \left(R_a^{\uparrow,\downarrow} - 1 \right), \tag{4.55}$$

où l'on a défini $R_a = \left| \frac{\gamma_{\mathrm{Hg}}}{\gamma_{\mathrm{n}}} \right| R$ de façon à respecter la convention de la publication de Baker et al. (2006). A gradient nul, nous voyons donc que $R_a^{\uparrow} - 1 = R_a^{\downarrow} - 1$, valeurs potentiellement non nul à cause des contributions $\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$ et δ_{LS} non prise en compte dans la correction de R. Cela nous permet d'obtenir la dépendance théorique suivante :

$$d_{\mathrm{n}}^{\text{faux, Hg}} = \mp \frac{\hbar \gamma_{\mathrm{n}} \gamma_{\mathrm{Hg}} D^2}{32c^2} \frac{B_0}{h} \left(R_a^{\uparrow,\downarrow} - 1 \right). \tag{4.56}$$

En Annexe E, le récapitulatif des observables principales de l'expérience nEDM sur l'ensemble de la prise de données 2015 est détaillé. Ces valeurs numériques sont reportées sur la figure 4.25, la prise de données 2015 comporte deux collections de données distinctes, celle non-altérée (points clairs) et celle altérée (points sombres). L'ajustement des points de données est réalisé à l'aide de la fonction suivante :

$$d_{\mathrm{n}}^{\uparrow,\downarrow}(R) = \pm \frac{\hbar \gamma_{\mathrm{Hg}}^2 D^2}{32c^2} \frac{B_0}{h} \left(R_a^{\uparrow,\downarrow} - 1 \right) + d_{\mathrm{n}}^{\uparrow,\downarrow}, \tag{4.57}$$

où $B_0 = 1.036\ \mu\mathrm{T}$ est un paramètre fixe compte tenu de la précision avec laquelle il est connu (0.1 %), h est laissé en paramètre libre. Les paramètres libres $d_{\mathrm{n}}^{\uparrow}$ et $d_{\mathrm{n}}^{\downarrow}$ correspondent à la valeur de l'EDM du neutron lorsque $R_a^{\uparrow,\downarrow} - 1 = 0$.

L'ajustement des données par (4.57) a donc été réalisé avec 5 paramètres libres :

- $h = -0.36(11)$ cm, commun aux deux collections de données
- $d_{\mathrm{n}}^{\uparrow} = (-5.57 \pm 4.93) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}$
  $d_{\mathrm{n}}^{\downarrow} = (6.71 \pm 5.98) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}$
  $d_{\mathrm{n}}^{\uparrow *} = (20.61 \pm 3.08) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}$
  $d_{\mathrm{n}}^{\downarrow *} = (9.83 \pm 3.47) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}$

La qualité de l'ajustement combiné issue de la méthode du point de croisement, $\chi^2/\nu = 51/31$ (*p-value* $= 0.02$) est meilleure qu'une simple moyenne des points (ajustement avec seulement $d_{\mathrm{n}}^{\uparrow}$, $d_{\mathrm{n}}^{\downarrow}$, $d_{\mathrm{n}}^{\uparrow *}$ et $d_{\mathrm{n}}^{\downarrow *}$), $\chi^2/\nu = 63/32$ (*p-value* $= 0.001$). Cette dernière constatation valide la pertinence de prendre en compte le faux EDM relativiste du ^{199}Hg dans l'analyse.

A partir de cet ajustement, il est possible de calculer l'EDM du neutron corrigé du faux EDM relativiste du ^{199}Hg, noté $d_{\mathrm{n}\times}$, au point de croisement où théoriquement $G_{1,0} = 0$. Mais avant cela on discute des effets systématiques identifiés de l'expérience nEDM.

4.6.2 Budget des systématiques

Dans l'expérience nEDM, les effets systématiques sont divisés en deux catégories, les effets directs et indirects. La première catégorie traduit une corrélation du rapport R

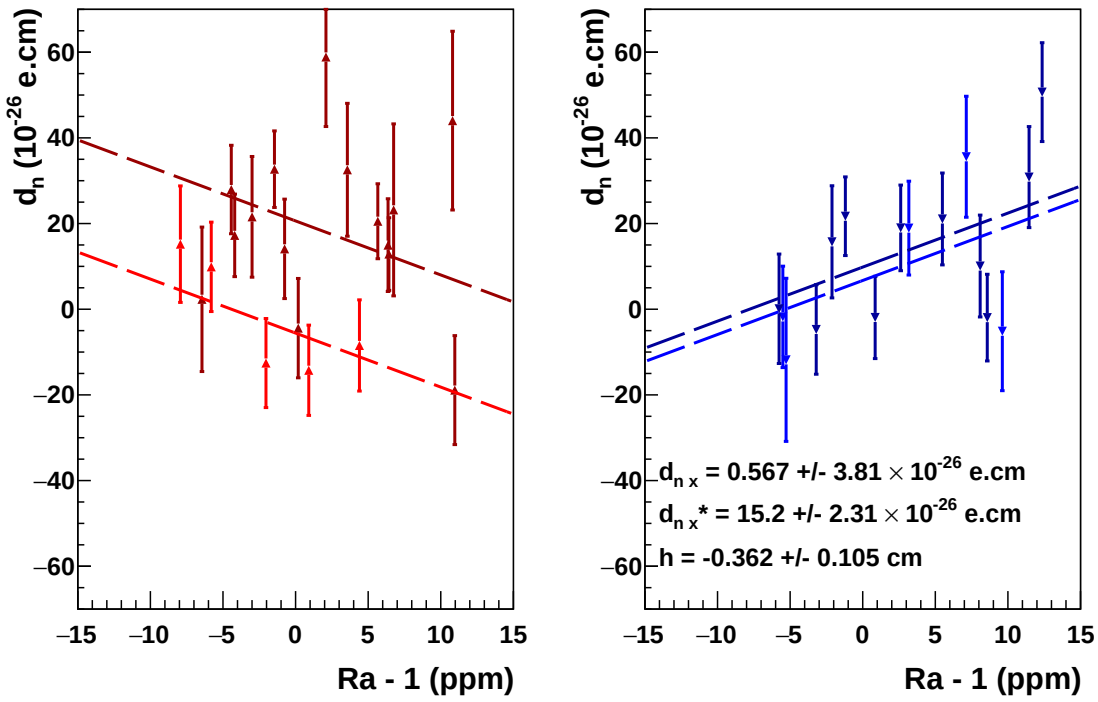

FIGURE 4.25 – Corrélation du faux EDM relativiste du ^{199}Hg avec le rapport R sur l'ensemble de la prise de données 2015 pour B_0 ↑(gauche) et ↓(droite) Les points clairs(foncés) correspondent aux valeurs numériques non-altérées(altérées) présentées en Annexe E. Les lignes représentent l'ajustement combiné des données par (4.57) où $B_0 = 1.03612$ μT et h est laissé en paramètre libre.

Effet	Status [$\times 10^{-27}$ e cm]
Direct	
Dérives de $\vec{B}$ non compensées	-0.7 ± 1.1
Courant de fuite	0.00 ± 0.05
$-v \times E/c^2$ UCN	0.0 ± 0.1
Forces électriques	0 ± 0
EDM du ^{199}Hg	0.002 ± 0.003
Déplacement lumineux direct	0.000 ± 0.008
Indirect	
Déplacement lumineux	1.4 ± 2.5
Puissance transverse	-2.1 ± 3.0
Dipôles magnétiques	0 ± 3
Total	-1.4 ± 5.0

TABLE 4.3 – Budget des erreurs systématiques de l'expérience nEDM.

au champ électrique. Par exemple, un EDM non nul du ^{199}Hg contribuerait à ce type d'effet. La seconde intègre les effets induits par la correction du faux EDM relativiste. En section 4.4.3, nous avons vu que le rapport R est sujet au décalage gravitationnel et à deux décalages non corrigés dans l'analyse ($\delta_{B_{\mathrm{T}}^2}$ et δ_{LS}). En outre, $R_a^{\uparrow,\downarrow} - 1 = \pm\delta_{\mathrm{Grav}}^{\uparrow,\downarrow} \pm \delta_{\mathrm{R}}^{\uparrow,\downarrow}$. Au point de croisement des courbes $d_{\mathrm{n}}^{\mathrm{faux,\ Hg}}(R_a^{\uparrow,\downarrow} - 1)$, c'est à dire à gradient nul :

$$R_a - 1|_{\times} = \delta_{\mathrm{R}}^{\uparrow} - \delta_{\mathrm{R}}^{\downarrow}. \tag{4.58}$$

Ce qui se traduit en erreur systématique sur le neutron :

$$d_{\mathrm{n}\times} \to d_{\mathrm{n}\times} + \frac{\hbar\gamma_{\mathrm{n}}\gamma_{\mathrm{Hg}}D^2}{32c^2}\frac{B_0}{h}\left(\delta_R^{\uparrow} - \delta_R^{\downarrow}\right). \tag{4.59}$$

La table 4.3 liste les effets systématiques directs et indirects identifiés de l'expérience nEDM. Pour une description détaillée de ces effets, j'invite le lecteur à se référer à Baker et al. (2014). L'incertitude sur les effets systématiques est à hauteur de $\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{\mathrm{syst}} = 5 \times 10^{-27}$ e cm.

4.6.3 Mesure de l'EDM du neutron et limite d'exclusion préliminaire

Le résultat de l'analyse du point de croisement présentée plus haut permet d'aboutir aux deux estimations, non-altérée et altérée (*), de l'EDM du neutron :

$$d_{\mathrm{n}\times} = (0.57 \pm 3.81) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}, \tag{4.60}$$

$$d_{\mathrm{n}\times}^{*} = (15.20 \pm 2.31) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}. \tag{4.61}$$

Ce résultat intègre une sensibilité statistique totale $\sigma_{d_{\mathrm{n}}} = 1.97 \times 10^{-26}$ e cm. Cette valeur est à comparer avec la sensibilité statistique attendue, tenant compte uniquement de la

statistique de comptage des UCN $\sigma_{d_\mathrm{n}}^N = 1.59 \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$. On constate une perte de sensibilité de 24 %. Cette perte en sensibilité a été identifiée au cours de la validation des différentes étapes de l'analyse des données. On la décompose comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{d_\mathrm{n}}}{\sigma_{d_\mathrm{n}}^N} &= 1 + 24\% \qquad (4.62) \\ &\sim 1 + 2\%^{\bar{A}} + 1\%^{\bar{\alpha}} + 2.5\%^{\text{sép. frange}} + 5.5\%^{f_\mathrm{Hg}} + 1\%^{\mathrm{gz}} + 4.5\%^{\text{pulse Hg}} + 3.5\%^{\text{coup.}} + 4\%^{\text{pt. crois.}}, \end{aligned}$$

où l'on reconnait les contributions de l'ajustement de la frange de Ramsey ($\bar{A}$, $\bar{\alpha}$ et la séparation de la frange de Ramsey $\sqrt{1 - \left(\frac{\bar{A} - A^i}{\bar{\alpha}}\right)^2}$), de la correction du ^{199}Hg (f_Hg), du pulse $\pi/2$ Hg, des fluctuations du gradient $G_{1,0}$ et des coupures. Je précise également que l'analyse du point de croisement contribue à une perte en sensibilité de 4% du fait de la méconnaissance du paramètre h, qui se doit d'être définit comme un paramètre libre.

Deux approches différentes permettent d'interpréter le résultat de la mesure de $d_{\mathrm{n}\times}$, en tenant compte uniquement des données non altérées.

- On peut tout d'abord définir un intervalle de confiance sur la valeur de l'EDM. A 90% de niveau de confiance, cela consiste à calculer :

$$\begin{aligned} d_\mathrm{n}^{\mathrm{inf}} &= d_\mathrm{n} - d_\mathrm{n}^{\mathrm{syst}} - 1.645\ (\sigma_{d_\mathrm{n}}^2 + \sigma_{d_\mathrm{n}}^{2\ \mathrm{syst}})^{1/2}, \qquad (4.63) \\ d_\mathrm{n}^{\mathrm{sup}} &= d_\mathrm{n} - d_\mathrm{n}^{\mathrm{syst}} + 1.645\ (\sigma_{d_\mathrm{n}}^2 + \sigma_{d_\mathrm{n}}^{2\ \mathrm{syst}})^{1/2}. \qquad (4.64) \end{aligned}$$

  Dans ce cas, nous pouvons affirmer à 90% de niveau de confiance que $d_\mathrm{n} \in [-5.61, 7.03] \times 10^{-26}$ $e\,\mathrm{cm}$.

- Le premier résultat peut également être interprété en terme de limite d'exclusion sur la valeur de l'EDM du neutron. Cette limite, ici à 90% de niveau de confiance, se calcule de la façon suivante :

$$\int_{-d_\mathrm{n}^{\mathrm{limite}}}^{d_\mathrm{n}^{\mathrm{limite}}} \mathrm{Gauss}(x, d_\mathrm{n} - d_\mathrm{n}^{\mathrm{syst}}, (\sigma_{d_\mathrm{n}}^2 + \sigma_{d_\mathrm{n}}^{2\ \mathrm{syst}})^{1/2})\ \mathrm{d}x = 0.90, \qquad (4.65)$$

  où $\mathrm{Gauss}(x, d_\mathrm{n} - d_\mathrm{n}^{\mathrm{syst}}, (\sigma_{d_\mathrm{n}}^2 + \sigma_{d_\mathrm{n}}^{2\ \mathrm{syst}})^{1/2})$ est la loi normale centrée sur $d_\mathrm{n} - d_\mathrm{n}^{\mathrm{syst}}$ et d'écart type $(\sigma_{d_\mathrm{n}}^2 + \sigma_{d_\mathrm{n}}^{2\ \mathrm{syst}})^{1/2}$. Le résultat de cette interprétation est présentée sur la figure 4.26. On peut d'ores et déjà fixer une limite supérieure sur l'EDM en considérant le jeu de données non-altéré :

$$|\mathbf{d_n}| < \mathbf{6.4 \times 10^{-26}\ e.cm\ @\ 90\%\ C.L.} \qquad (4.66)$$

4.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, j'ai présenté mes travaux qui permettent, à ce stade de l'analyse des données, de mesurer :

$$d_\mathrm{n} = (x \pm 1.98) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}. \qquad (4.67)$$

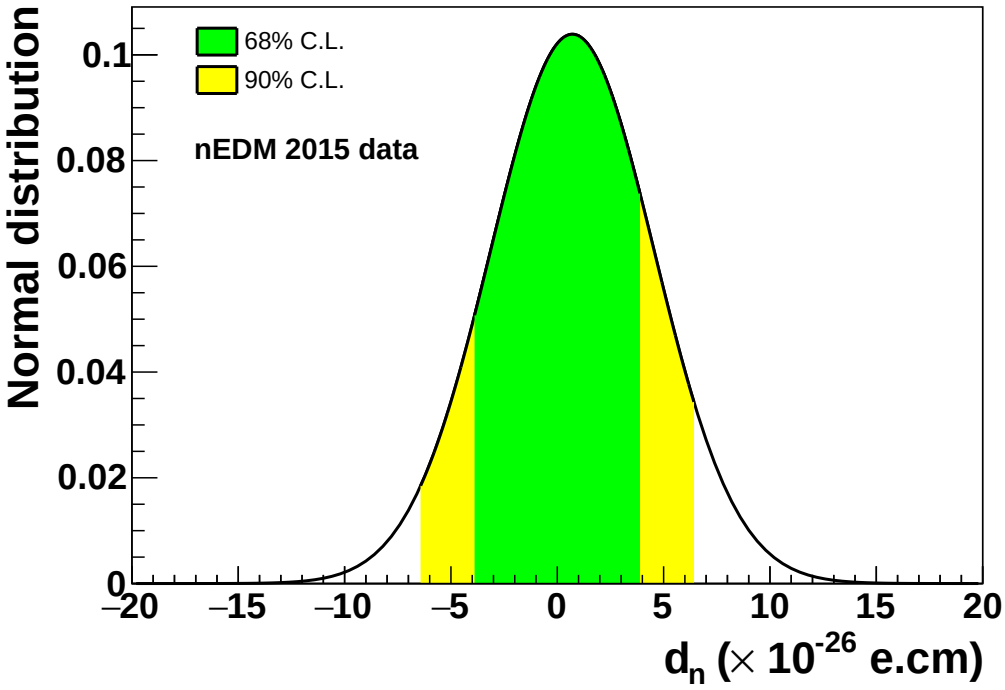

FIGURE 4.26 – Limite d'exclusion de l'EDM du neutron à 90% de niveau de confiance pour la collection de données non-altérée.

La performance du spectromètre et la qualité des données rendent l'expérience nEDM à PSI la plus sensible jamais construite avec une sensibilité journalière $\sigma_{d_\mathrm{n}}^{\mathrm{jour}} \sim 1.3 \times 10^{-25}$ e cm. La campagne de mesure de 2016, démarrée au mois de mai, devrait s'achever avec une sensibilité cumulée proche de $\sigma_{d_\mathrm{n}} \sim 1 \times 10^{-26}$ e cm, soit l'objectif en sensibilité de la phase actuelle du projet nEDM.

Conclusion

La recherche d'un moment dipolaire électrique non nul du neutron s'inscrit dans un contexte de découverte d'une nouvelle physique hors Modèle Standard en laboratoire, chose qui n'a encore jamais été observée. En introduction de cette thèse, il a été explicitement montré que l'EDM des particules est une sonde privilégiée pour tester la symétrie CP à l'échelle électrofaible. En ce sens, le cas physique de la baryogénèse électrofaible, intimement lié à la violation de CP, est fortement contraint par cette propriété et sera potentiellement exclu si aucun signal n'est observé auprès de la prochaine génération d'expérience de mesure de l'EDM du neutron. Le prix à payer pour espérer mesurer un EDM non nul dans les années à venir se trouve dans les défis à relever, relatifs au contrôle de la stabilité et de l'homogénéité du champ magnétique.

Tout au long de cette thèse, deux aspects important du co-magnétomètre ^{199}Hg ont été mis en perspective. Sa présence assure une correction des dérives du champ magnétique B_0 à un niveau de précision relevant de la métrologie ($\sigma_{f_{\mathrm{Hg}}}/f_{\mathrm{Hg}} \ll 1$ ppm). En contre partie, cette correction introduit un certain nombre d'effets systématiques, en particulier le faux EDM relativiste du ^{199}Hg dont le contrôle est de l'ordre de grandeur de la sensibilité statistique actuelle de l'expérience nEDM. Les conclusions de mes travaux de thèse, présentées dans les chapitres précédents, sont ici résumées.

L'étude critique de la méthode d'analyse du signal de précession ^{199}Hg a permis d'optimiser la quantité d'information extraite pour l'estimation de la fréquence de Larmor. L'analyse de ce signal mène, en 2015, a une précision sur la fréquence ^{199}Hg qui est environ un ordre de grandeur meilleure que la précision sur la fréquence neutron. Cela permet en outre au co-magnétomètre ^{199}Hg de n'altérer la sensibilité de l'expérience qu'à hauteur de 5% en moyenne. Une simulation Monte-Carlo a permis de quantifier l'impact de la présence du filtre passe-bande, présent en entrée de l'ADC 16-bits pour couper le niveau DC et le bruit haute fréquence, sur le signal Hg. Il a été montré que la corrélation du bruit en sortie du filtre induit une sous-estimation par facteur 6 de l'erreur sur la fréquence ^{199}Hg si aucune précaution n'est prise. J'ai également montré que l'implémentation d'un nouveau système d'acquisition du signal ^{199}Hg doit s'accompagner d'une remise en cause de l'algorithme d'analyse employé jusqu'ici. Enfin, j'ai pu présenter la mesure de deux effets systématiques liés au co-magnétomètres ^{199}Hg, le faux EDM relativiste et le déplacement lumineux, pris en compte dans la mesure finale de l'EDM du neutron.

Dans cette thèse, j'ai présenté une partie des développements réalisés au LPSC qui s'inscrivent dans la transition de la collaboration nEDM vers le projet n2EDM. J'ai conçu un banc de test ^{199}Hg avec lequel des mesures de physiques ont pu être comparées avec la théorie de Redfield. Ce banc de test est dorénavant opérationnel pour accueillir le

prototype de la future chambre de polarisation ^{199}Hg du spectromètre n2EDM.

Dans le dernier chapitre, j'ai pu montrer le haut niveau de qualité des données issues de la campagne de mesure 2015. L'outil développé au cours de cette thèse, la "nEDM Run Interface", pour contrôler en ligne cette qualité a été présenté. L'analyse en aveugle des données nEDM altérées et non-altérées a permis d'identifier les pertes en sensibilité de l'expérience par rapport à la figure de mérite. Ma conclusion est que ces pertes représentent 18% de la sensibilité cumulée. Il ressort de mon analyse une valeur de l'EDM du neutron $d_{\mathrm{n}} = (x \pm 1.98) \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}$. Ce résultat correspond a une sensibilité journalière de l'expérience, moyennée sur une période de 133 jours, $\sigma_{d_{\mathrm{n}}}^{\mathrm{jour}} = 1.3 \times 10^{-25}\ e\,\mathrm{cm}$, soit, à ce jour, la meilleure jamais atteinte. En 2016, une optimisation de l'opération de source UCN permet d'améliorer de 15% cette sensibilité. Il est de fait envisageable d'atteindre une sensibilité cumulée, d'ici à la fin de l'année, de $1 \times 10^{-26}\ e\,\mathrm{cm}$ (pertes de sensibilité comprises). L'obtention de ce niveau de précision déterminera alors le moment de la réanalyse des données, cette fois-ci, entièrement non altérées.

Pour terminer, je rappelle qu'après son installation, le spectromètre n2EDM devrait être en mesure d'améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité actuelle sur l'EDM du neutron au cours de la prochaine décennie. Cette nouvelle mesure constituera une avancée importante et offre un potentiel de découverte d'un EDM non nul du neutron sans précédent depuis une vingtaine d'années.

Annexe A

Table des polynômes harmoniques en coordonnées cartésiennes

La paramétrisation en coordonnées cartésienne du champ magnétique **B** jusqu'à l'ordre 3 est présentée dans la table suivante.

l, m	Π_x	Π_y	Π_z
0,-1	0	1	0
0,0	0	0	1
0,1	1	0	0
1,-2	y	x	0
1,-1	0	z	y
1,0	$-\frac{1}{2}x$	$-\frac{1}{2}y$	z
1,1	z	0	x
1,2	x	$-y$	0
2,-3	$2xy$	$x^2 - y^2$	0
2,-2	$2yz$	$2xz$	$2xy$
2,-1	$-\frac{1}{2}xy$	$-\frac{1}{4}(x^2 + 3y^2 - 4z^2)$	$2yz$
2,0	$-xz$	$-yz$	$z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)$
2,1	$-\frac{1}{4}(3x^2 + y^2 - 4z^2)$	$-\frac{1}{2}xy$	$2xz$
2,2	$2xz$	$-2yz$	$x^2 - y^2$
2,3	$x^2 - y^2$	$-2xy$	0
3,-4	$3x^2y - y^3$	$x^3 - 3xy^2$	0
3,-3	$6xyz$	$3(x^2z - y^2z)$	$3x^2y - y^3$
3,-2	$-\frac{1}{2}(3x^2y + y^3 - 6yz^2)$	$-\frac{1}{2}(x^3 + 3xy^2 - 6xz^2)$	$6xyz$
3,-1	$-\frac{3}{2}xyz$	$-\frac{1}{4}(3x^2z + 9y^2z - 4z^3)$	$3yz^2 - \frac{3}{4}(x^2y + y^3)$
3,0	$\frac{3}{8}(x^3 + xy^2 - 4xz^2)$	$\frac{3}{8}(x^2y + y^3 - 4yz^2)$	$z^3 - \frac{3}{2}z(x^2 + y^2)$
3,1	$-\frac{1}{4}(9x^2z + 3y^2z - 4z^3)$	$-\frac{3}{2}xyz$	$3xz^2 - \frac{3}{4}(x^3 + xy^2)$
3,2	$-x^3 + 3xz^2$	$-3yz^2 + y^3$	$3(x^2z - y^2z)$
3,3	$3(x^2z - y^2z)$	$-6xyz$	$x^3 - 3xy^2$
3,4	$x^3 - 3xy^2$	$-3x^2y + y^3$	0

Annexe B

Ajustement par minimisation des moindres carrés des magnétomètres ^{133}Cs

La paramétrisation la plus générale possible du potentiel d'un champ vectoriel en coordonnées cartésienne est $\Phi = \sum_{l,m} G_{l,m} P_{l,m}(x, y, z)$, où les fonctions $P_i(x, y, z)$ sont des polynômes harmoniques en x,y,z ici de degré 3 au maximum. Le champ magnétique s'exprime : $\mathbf{B} = -\nabla\Phi$. Les équations de Maxwell se résument à $\Delta\Phi = 0$ et permettent de réduire le nombre de paramètres libres. Les 16 magnétomètres ^{133}Cs mesurent principalement la composante verticale du champ magnétique, nous pouvons donc nous concentrer sur la paramétrisation à l'ordre 2 du champ magnétique B_z qui fait intervenir 9 paramètres.

$$\begin{aligned} B_z(\mathbf{r}_{\mathrm{CsM}}) = G_{0,0} \quad &+ \quad G_{1,-1}.y + G_{1,0}.z + G_{1,1}.x \\ &+ \quad G_{2,-2}.2xy + G_{2,-1}.2yz + G_{2,0}.\left(z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2)\right) + G_{2,1}.2xz + G_{2,2}.(x^2-y^2) \end{aligned} \tag{B.1}$$

où l'on a ici respecté la notation utilisée au sein de la collaboration nEDM@PSI (Annexe A).

Les moindres carrés se calculent de la façon suivante :

$$S^2(\vec{\theta}) = \sum_i w_i (B_{\mathrm{CsM},i}(\mathbf{r_i}) - B_z(\mathbf{r_i}))^2 \tag{B.2}$$

où w_i est un poids servant à l'estimation de l'erreur Jackknife ($w_i = 0$ ou 1) et $B_z(\mathbf{r}_{\mathrm{CsM}})$ est la valeur du champ magnétique mesurée par le magnétomètre i à la position (x_i,y_i,z_i). Notons que les magnétomètres ne sont pas pondérés par leur bruit ($\sigma_{\mathrm{CsM}} \sim 50$ fT @ 180 s) car cela reviendrai à sur-pondérer des CsM peu bruités mais potentiellement biaisés ($b_{\mathrm{CsM}} \sim 10 - 100$ pT).

La minimisation analytique de S^2 B.2 est équivalente à une inversion de matrice détaillée ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} G_{0,0} \\ G_{1,1} \\ G_{1,-1} \\ G_{1,0} \\ G_{2,-2} \\ G_{2,1} \\ G_{2,-1} \\ G_{2,2} \\ G_{2,0} \end{pmatrix} = \sum_i w_i V^{-1} \cdot \sum_i w_i B_{\mathrm{CsM},i} \begin{pmatrix} 1 \\ x_i \\ y_i \\ z_i \\ 2x_iy_i \\ 2x_iz_i \\ 2y_iz_i \\ (x_i^2 - y_i^2) \\ f(x^2, y^2, z^2) = (z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2)) \end{pmatrix}, \tag{B.3}$$

où V est une matrice 9×9 ne dépendant que des positions des magnétomètres ^{133}Cs et explicitée ci-dessous (les indices i ont été enlevés par souci de clarté). Étant donné le nombre de magnétomètres, il est possible de construire une distribution de chacun des paramètres en fixant le poids w_i à 0 pour un des CsM, minimiser S^2 puis répéter cette opération pour chaque magnétomètre. L'écart type de la distribution, appelée erreur *Jackknife*, est utilisée pour estimer quantitativement l'erreur de mesure de l'ensemble des CsM provenant du biais de chacun des magnétomètres.

$$\begin{pmatrix}
1 & x & y & z & xy & xz & yz & (x^2-y^2) & f(x^2,y^2,z^2) \\
x & x^2 & xy & xz & x^2y & x^2z & xyz & x(x^2-y^2) & xf(x^2,y^2,z^2) \\
y & xy & xy^2 & xyz & xy^2 & xyz & y^2z & y(x^2-y^2) & yf(x^2,y^2,z^2) \\
z & xz & xyz & yz^2 & xyz & xz^2 & yz^2 & z(x^2-y^2) & zf(x^2,y^2,z^2) \\
xy & x^2y & xy^2 & xyz & x^2y^2 & x^2yz & xy^2z & xy(x^2-y^2) & xyf(x^2,y^2,z^2) \\
xz & x^2z & xyz & xz^2 & x^2yz & x^2z^2 & xyz^2 & xz(x^2-y^2) & xzf(x^2,y^2,z^2) \\
yz & xyz & y^2z & yz^2 & xy^2z & xyz^2 & y^2z^2 & yz(x^2-y^2) & yzf(x^2,y^2,z^2) \\
(x^2-y^2) & x(x^2-y^2) & y(x^2-y^2) & z(x^2-y^2) & (x^2-y^2)^2 & xz(x^2-y^2) & yz(x^2-y^2) & (x^2-y^2)^2 & (x^2-y^2)f(x^2,y^2,z^2) \\
f(x^2,y^2,z^2) & xf(x^2,y^2,z^2) & yf(x^2,y^2,z^2) & zf(x^2,y^2,z^2) & xyf(x^2,y^2,z^2) & xzf(x^2,y^2,z^2) & yzf(x^2,y^2,z^2) & f(x^2,y^2,z^2)(x^2-y^2) & f(x^2,y^2,z^2)^2
\end{pmatrix}$$

Annexe C

Comparaison du champ magnétique mesuré par les CsM et le HgM

La paramétrisation (4.19) du champ magnétique mesuré par les CSM permet de calculer sa valeur moyenne sur le volume de la chambre de précession :

$$\langle B_z \rangle_{V_{\text{prec}}} = \frac{1}{V} \int_{-H/2}^{H/2} \int_{0}^{x^2+y^2<D^2/4} B_z(x,y,z)\ \mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z \tag{C.1}$$

$$\langle B_z \rangle_{V_{\text{prec}}} = G_{0,0} - G_{2,0}\left(\frac{D^2}{32} - \frac{H^2}{12}\right) \tag{C.2}$$

L'estimation de l'erreur sur les paramètres G évoquée plus haut est délicate. Cependant, il est possible de comparer $\langle B_z \rangle_{V_{\text{prec}}}^{\text{CsM}}$ avec le champ magnétique mesuré par le co-magnétomètre ^{199}Hg dont la valeur absolue est exacte et précise à 30 fT près (Fig. C.1).

Il ressort de cette comparaison un point important. La mesure du champ magnétique par l'ensemble des magnétomètres ^{133}Cs d'une configuration de champ magnétique à l'autre varie de 100 à 200 pT par rapport à la mesure absolue du magnétomètre ^{199}Hg. La majeure partie de ce désaccord peut être expliquée par le fait que l'ajustement au 2ème ordre de B_0 (Eq. 4.19) est altéré par la contribution des termes d'ordres supérieurs. La structure du champ magnétique créé par les bobines de compensation, dont le but est d'homogénéiser B_0 dans le volume de stockage, est en effet complexe à l'emplacement des CsM, situés à l'extérieur de ce volume.
Le point central à retenir ici est qu'en l'état actuel de notre connaissance du champ magnétique moyen, mesuré par les CsM, il n'est pas possible de corriger la fréquence neutron au niveau de précision du co-magnétomètre ^{199}Hg.

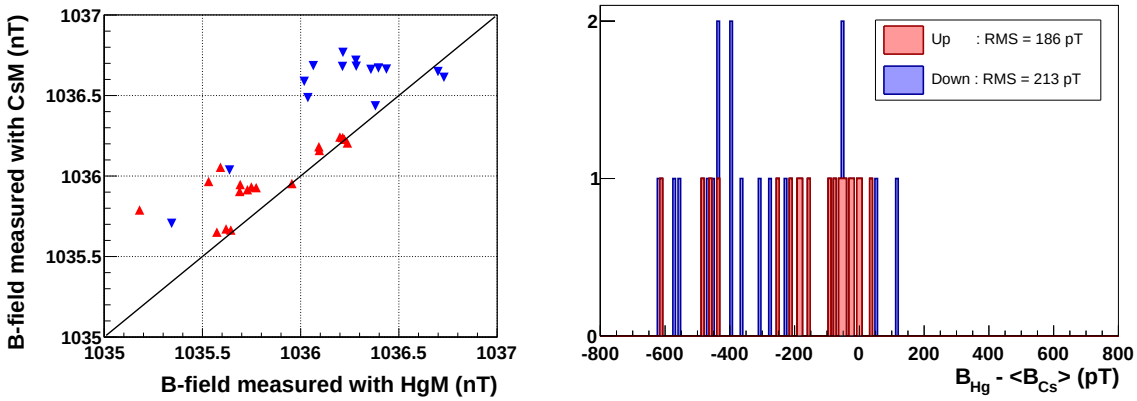

FIGURE C.1 – Comparaison de la valeur du champ magnétique B_0 mesuré par les CsM et le HgM. En rouge(bleu), le champ magnétique pointe vers le haut(bas).

Annexe D

Fonctions d'ajustement de la frange de Ramsey

La probabilité de basculement d'un spin initialement dans l'état $|\uparrow\rangle$ vers l'état $|\downarrow\rangle$ à l'issue de la procédure de Ramsey s'écrit :

$$P_{\downarrow\to\uparrow} = \frac{1}{2}\left[1 + \alpha(T_{\mathrm{p}})\cos\left(\Omega\delta f\right)\right]. \tag{D.1}$$

A partir d'un nombre total d'UCN détectés, noté N, nous pouvons calculer le nombre de neutrons $N^{\uparrow}$ et $N^{\downarrow}$ que l'on s'attend à compter dans les 2 bras de l'USSA, en fonction de $\tilde{R} = f_{\mathrm{RF}}/f_{\mathrm{Hg}}$, ainsi que l'asymétrie $A = (N^{\uparrow} - N^{\downarrow})/(N^{\uparrow} + N^{\downarrow})$.

Efficacité de détection La figure 4.2 permet de mettre en évidence les différents éléments qui peuvent contribuer à une perte de polarisation des UCN dans chaque bras de l'USSA :

- ε_N : Efficacité de détection des détecteurs NANOSC
- ε_{F} : Pouvoir d'analyse des feuilles magnétisés
- $\varepsilon_{\mathrm{SF}}$: Efficacité des spins flipper à basculer le spin des UCN

Prenons l'exemple de la configuration où B_0 est $\uparrow$, SF1 est inactif, SFA est inactif, c'est à dire que le bras A compte en moyenne $\bar{N}^{\uparrow}$ et réfléchi les spins $|\downarrow\rangle$, et inversement pour le bras B. Alors $\bar{N}^{\uparrow}$ correspond à la somme des neutrons $|\uparrow\rangle$ qui se dirigent directement dans le bras A et ceux qui sont préalablement réfléchi par le bras B avant d'être détecté dans le bras A :

$$\bar{N}^{\uparrow} = \frac{N}{2}\varepsilon_{N\mathrm{A}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FB}}\varepsilon_{\mathrm{SFB}}^2) \tag{D.2}$$

$$\bar{N}^{\downarrow} = \frac{N}{2}\varepsilon_{\mathrm{SFB}}\varepsilon_{N\mathrm{B}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FA}}) \tag{D.3}$$

L'asymétrie dans les états 1 et 2 (Tab. 4.1), c'est à dire lorsque que SFA est inactif(actif) et SFB est actif(inactif) se calculent alors comme suit :

$$\bar{A}^1 = \frac{\varepsilon_{N\mathrm{A}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FB}}\varepsilon_{\mathrm{SFB}}^2) - \varepsilon_{\mathrm{SFB}}\varepsilon_{N\mathrm{B}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FA}})}{\varepsilon_{N\mathrm{A}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FB}}\varepsilon_{\mathrm{SFB}}^2) + \varepsilon_{\mathrm{SFB}}\varepsilon_{N\mathrm{B}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FA}})} \tag{D.4}$$

$$\bar{A}^2 = \frac{\varepsilon_{N\mathrm{B}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FA}}\varepsilon_{\mathrm{SFA}}^2) - \varepsilon_{\mathrm{SFA}}\varepsilon_{N\mathrm{A}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FB}})}{\varepsilon_{N\mathrm{B}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FA}}\varepsilon_{\mathrm{SFA}}^2) + \varepsilon_{\mathrm{SFA}}\varepsilon_{N\mathrm{A}}(1 + \varepsilon_{\mathrm{FB}})} \tag{D.5}$$

Cas idéal : $\varepsilon_N = 1$, $\varepsilon_{\mathbf{F}} = 1$ et $\varepsilon_{\mathbf{SF}} = 1$

$$N^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{N}{2}\left[1 \pm \bar{\alpha}\cos\left(\Omega(\tilde{R} - R_0)\right)\right] \tag{D.6}$$

$$A(\tilde{R}) = \bar{\alpha}\cos\left(\Omega(\tilde{R} - R_0)\right) \tag{D.7}$$

La fréquence neutron se calcule alors de la façon suivante :

$$f_{\mathrm{n}} = f_{\mathrm{RF}} \pm \frac{f_{\mathrm{Hg}}}{\Omega} \arccos\left(\frac{A}{\bar{\alpha}}\right) \tag{D.8}$$

$$\sigma_{f_{\mathrm{n}}} = \frac{f_{\mathrm{Hg}}}{\Omega\bar{\alpha}} \sqrt{1-\left(\frac{A}{\bar{\alpha}}\right)^2}^{-1} \sqrt{\frac{1}{N} + \left(\frac{A(\tilde{R})}{\bar{\alpha}}\right)^2 \Delta\bar{\alpha}^2} \tag{D.9}$$

$$\tag{D.10}$$

Cas d'une asymétrie de détection et de réflection : $\varepsilon_{N\mathbf{A}} \neq \varepsilon_{N\mathbf{B}}$, $\varepsilon_{\mathbf{FA}} \neq \varepsilon_{\mathbf{FB}}$ et/ou $\varepsilon_{\mathbf{SFA}} \neq \varepsilon_{\mathbf{SFB}}$ Si enfin on considère une asymétrie d'efficacité de détection couplée à une asymétrie d'efficacité entre spin-flipper, alors le fait d'inverser tous les 4 cycles le rôle des bras A et B de l'USSA mène à deux calculs distincts de l'asymétrie :

$$N_{1(2)}^{\uparrow(\downarrow)} = \frac{N}{2}(1 \pm \varepsilon_{1(2)}) \left[1 \mp \bar{\alpha} \cos\left(\Omega(\tilde{R} - R_0)\right)\right] \tag{D.11}$$

$$A^{1(2)}(\tilde{R}) = \pm\bar{A}^{1(2)} + \bar{\alpha}\cos\left(\Omega(\tilde{R} - R_0)\right) \mp \bar{A}\bar{\alpha}^2 \cos^2\left(\Omega(\tilde{R} - R_0)\right) \tag{D.12}$$

où $\bar{A}^{1(2)} = \varepsilon_{1(2),\mathrm{A}} - \varepsilon_{1(2),\mathrm{B}}$ En négligeant le terme $\cos^2\phi$ ($\phi \sim \pi/2$ ou $3\pi/2$), la fréquence neutron se calcule alors de la façon suivante :

$$f_{\mathrm{n}} = f_{\mathrm{RF}} \pm \frac{f_{\mathrm{Hg}}}{\Omega} \arccos\left(\frac{\bar{A}_{1(2)} - A}{\bar{\alpha}}\right) \tag{D.13}$$

$$\sigma_{f_{\mathrm{n}}}^{i,1(2)} = \frac{f_{\mathrm{Hg}}^i}{\Omega\bar{\alpha}} \sqrt{1-\left(\frac{\bar{A}_{1(2)} - A^i}{\bar{\alpha}}\right)^2}^{-1} \sqrt{\frac{1}{N} + \Delta\bar{A}_{1(2)}^2 + \left(\frac{\bar{A}_{1(2)} - A^i}{\bar{\alpha}}\right)^2 \Delta\bar{\alpha}^2} \tag{D.14}$$

Mesure des efficacités et comparaison aux données Les paramètres ε_N, ε_{F} et $\varepsilon_{\mathrm{SF}}$ de l'USSA ont été mesurés lors d'une campagne dédiées (les erreurs sont inférieures à 1%) :

Bras	**A**	**B**
ε_N	$\varepsilon_{N\mathrm{A}}$	0.94 $\varepsilon_{N\mathrm{A}}$
ε_{F}	0.88	0.90
$\varepsilon_{\mathrm{SF}}$	0.97	0.99

A partir des expressions (D.4) et (D.5), ces valeurs permettent d'expliquer une différence d'asymétrie de l'ordre de 0.2% entre $\bar{A}_1$ et $-\bar{A}_2$. Cette différence est compatible avec celle observée après l'analyse de la frange de Ramsey (Fig. 4.16).

Annexe E

Récapitulatif de la prise de données nEDM 2015

Les quantités présentées dans la table suivante sont toutes détaillées dans le chapitre 4. La direction du champ magnétique est notifiée par les lettres U(↑) et D(↓). Les séquences marquées par (*) ont été analysées à partir de données altérées.

Seq.	**B0**	$\mathbf{N}_{\mathrm{UCN}}$ / $\bar{\alpha}$	$\mathbf{d_n}^{\mathrm{sq}}$ [$\times 10^{-26} e$.cm]	$\sigma^{\mathrm{sq}}_{\mathbf{d_n}}/\sigma^{\mathbf{N}}_{\mathbf{d_n}}$ [$\times 10^{-26} e$.cm]	**RMS corr**	$\mathbf{R}^{\mathrm{sq}}$	$\mathbf{G_{1,0}}$ [pT/cm]	**#Coupures / #Cycles**	$\mathbf{B^2_T}$ [nT^2]
001	D	3715 / 0.643	-11.8	19.0 /16.8	1.0	3.84244240(12)	-31.2	5/639	11.3
002	D	5970 / 0.680	-1.8	11.8 /10.5	1.0	3.84244150(08)	-0.1	23/935	0.9
003	U	6384 / 0.766	-8.5	10.7 /9.3	1.0	3.84246905(07)	-24.4	31/890	0.3
004	U	5918 / 0.781	-14.3	10.5 /9.0	1.029	3.84245561(07)	-14.7	23/967	0.3
005	D	6994 / 0.707	-5.1	13.9 /12.0	1.024	3.84249963(09)	21.1	12/560	2.0
006	D	6021 / 0.746	35.6	14.1 /11.5	1.064	3.84249009(10)	11.7	205/825	2.0
007	D	7108 / 0.775	18.9	11.0 /9.2	1.046	3.84247489(07)	0.4	17/787	1.9
008	U	9175 / 0.756	-12.6	10.4 /8.8	1.033	3.84244429(07)	-3.8	10/693	4.0
009	U	6855 / 0.687	15.2	13.6 /12.0	1.0	3.84242164(09)	18.2	20/615	4.1
010	U	9906 / 0.714	9.9	10.4 /9.1	1.0	3.84242980(07)	8.9	6/672	4.1
011*	U	7080 / 0.742	21.6	14.1 /12.4	1.0	3.84244060(08)	-1.2	4/464	4.0
012*	D	9929 / 0.792	19.0	10.0 /8.7	1.029	3.84247273(06)	5.6	80/672	1.6
013*	D	11073 / 0.748	0.1	12.8 /10.0	1.138	3.84244054(08)	-17.1	4/449	1.6
014*	D	7977 / 0.788	15.7	13.1 /11.2	1.045	3.84245455(08)	-6.8	3/448	1.6
015*	U	12593 / 0.725	2.3	16.9 /13.6	1.062	3.84242735(10)	9.3	3/227	0.9
016*	U	10022 / 0.798	-4.4	11.6 /9.8	1.040	3.84245283(07)	7.8	1/450	0.6
017*	U	11191 / 0.776	17.2	9.6 /7.9	1.096	3.84243601(06)	19.3	9/671	0.6
018*	U	11674 / 0.731	-2.0	10.1 /8.1	1.038	3.84249564(06)	15.0	210/897	2.5
019*	D	12703 / 0.686	30.8	11.8 /10.0	1.028	3.84250670(07)	27.9	4/470	2.5
020*	D	13026 / 0.772	21.7	10.7 /8.9	1.071	3.84248377(07)	4.7	0/448	2.5
021*	U	14465 / 0.662	44.0	20.9 /18.3	1.0	3.84249367(12)	-20.8	0/131	0.5
022*	U	12370 / 0.75	12.9	8.5 /7.2	1.032	3.84247683(05)	-21.3	6/767	1.6
023*	U	4172 / 0.738	23.2	20.1 /17.9	1.0	3.84247807(12)	-25.6	4/386	1.6
024*	U	7429 / 0.76	15.0	10.8 /9.6	1.0	3.84247660(07)	-5.2	4/706	1.1
025*	D	7490 / 0.738	10.1	11.9 /10.4	1.0	3.84249376(07)	10.6	4/625	1.6
026*	D	9464 / 0.683	50.7	11.5 /10.1	1.012	3.84251016(09)	35.2	3/617	1.6
027*	D	9752 / 0.794	-1.9	9.6 /8.4	1.0	3.84246597(06)	-10.0	0/639	1.6
028*	D	10836 / 0.781	-4.7	10.5 /8.8	1.049	3.84245038(07)	-21.1	3/544	1.7
029*	U	10622 / 0.789	32.6	15.5 /12.5	1.097	3.84246582(10)	2.4	4/273	2.4
030*	U	12600 / 0.798	14.1	11.6 /8.8	1.167	3.84244921(07)	13.2	0/448	2.5
031*	U	12508 / 0.767	27.9	10.3 /8.2	1.117	3.84243511(07)	23.9	1/563	2.5
032*	D	10875 / 0.783	21.7	9.2 /7.3	1.108	3.84245809(06)	-19.8	2/784	3.1
033*	U	9638 / 0.701	-18.9	12.7 /9.6	1.158	3.84249426(08)	-12.9	3/632	2.9
034*	U	11967 / 0.784	20.5	8.8 /7.0	1.064	3.84247388(06)	8.7	19/779	3.0
035*	U	9268 / 0.786	58.9	16.2 /12.4	1.110	3.84246016(10)	17.9	37/345	3.0
036*	U	15068 / 0.795	32.7	8.9 /7.3	1.090	3.84244653(06)	25.3	1/541	3.1
Total	-	-	-	**1.91/1.59**	-	-	-	**761/21559**	

Bibliographie

Aaij, et al. *Determination of γ and $-2\beta_s$ from charmless two-body decays of beauty mesons.* Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics 741(2015), 1–11 (2014).

Ade, et al. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters.* Astronomy & Astrophysics 571(2014), A16 (2014).

Afach, et al. *A measurement of the neutron to 199Hg magnetic moment ratio.* Physics Letters B 739, 128–132 (2014)a.

Afach, et al. *Dynamic stabilization of the magnetic field surrounding the neutron electric dipole moment spectrometer at the paul scherrer institute.* Journal of Applied Physics 116(8), 084510 (2014)b.

Afach, et al. *Observation of Gravitationally Induced Vertical Striation of Polarized Ultracold Neutrons by Spin-Echo Spectroscopy.* Physical Review Letters 115(16), 162502 (2015)a.

Afach, et al. *Gravitational depolarization of ultracold neutrons: Comparison with data.* Physical Review D 92(5), 052008 (2015)b.

Afach, et al. *Measurement of a false electric dipole moment signal from 199Hg atoms exposed to an inhomogeneous magnetic field.* The European Physical Journal D 69(10), 225 (2015)c.

Afach, et al. *A device for simultaneous spin analysis of ultracold neutrons.* The European Physical Journal A 51(11), 143 (2015)d.

Afach, et al. *Highly stable atomic vector magnetometer based on free spin precession.* Optics Express 23(17), 22108–22115 (2015)e.

Altarev, et al. *A search for the electric dipole moment of the neutron using ultracold neutrons.* Nuclear Physics A 341(2), 269–283 (1980).

Anastassopoulos, et al. *A Storage Ring Experiment to Detect a Proton Electric Dipole Moment.* arXiv:1502.04317 [physics.acc-ph] (2015).

Arik, et al. *New solar axion search using the CERN Axion Solar Telescope with He 4 filling.* Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology 92(2), 1–6 (2015).

Asztalos, et al. *SQUID-based microwave cavity search for dark-matter axions.* Physical Review Letters 104(4), 1–4 (2010).

Aushev et al. *Physics at Super B Factory.* (2010).

Baker, et al. *Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron.* Physical Review Letters 97(13), 131801 (2006).

Baker, et al. *Apparatus for measurement of the electric dipole moment of the neutron using a cohabiting atomic-mercury magnetometer.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 736, 184–203 (2014).

Ban, et al. *UCN detection with ^{6}Li-doped glass scintillators.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 611 (2-3), 280–283 (2009).

Baron, et al. *Order of magnitude smaller limit on the electric dipole moment of the electron.* Science 343(6168), 269–272 (2014).

Bartelmann. *The dark universe.* Review of Modern Physics 82, 331–382 (2010).

Becker, et al. *Neutron production and thermal moderation at the PSI UCN source.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 777(2015), 20–27 (2015).

Bernreuther. *CP violation and baryogenesis.* (2002).

Cabibbo. *Unitary symmetry and leptonic decays.* Physical Review Letters 10, 531–533 (1963).

Cagnac. p. 467 (1961).

Charles, et al. *Current status of the standard model CKM fit and constraints on $\Delta F = 2$ new physics.* Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology 91(7), 1–13 (2015).

Chowdhuri, et al. *Experimental study of 199hg spin anti-relaxation coatings.* Applied Physics B 115 (2), 257–262 (2014).

Christenson, et al. *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson.* Physical Review Letters 13, 138–140 (1964).

Cohen-Tannoudji. *Théorie quantique du cycle de pompage optique. Vérification expérimentale des nouveaux effets prévus.* Theses (Université Paris) (1962).

Cooke, et al. *Precision Measures of the Primordial Abundance of Deuterium.* The Astrophysical Journal 781(1), 31 (2014).

Dalseno, et al. *Measurement of the CP violation parameters in $B^0 \to \pi^+\pi^-$ decays.* Physical Review D 88, 092003 (2013).

Daum, et al. *Transmission of ultra-cold neutrons through guides coated with materials of high optical potential.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 741, 71–77 (2014).

Dmitriev et Sen'kov. *Schiff Moment of the Mercury Nucleus and the Proton Dipole Moment.* Physical Review Letters 91(21), 212303 (2003).

Donoghue, Holstein, et Musolf. *Electric dipole moments of nuclei.* Physics Letters B 196(2), 196–202 (1987).

Dress, et al. *Search for an electric dipole moment of the neutron.* Physical Review D 15, 9–21 (1977).

Dzuba, Flambaum, et Porsev. *Calculation of $(P-T)$-odd electric dipole moments for the diamagnetic atoms ^{129}Xe, ^{171}Yb, ^{199}Hg, ^{211}Rn, and ^{225}Ra.* Physical Review A 80(3), 032120 (2009).

Engel, Ramsey-Musolf, et van Kolck. *Electric dipole moments of nucleons, nuclei, and atoms: The standard model and beyond.* Progress in Particle and Nuclear Physics 71, 21 – 74 (2013). Fundamental Symmetries in the Era of the {LHC}.

Fertl. *A laser based mercury co-magnetometer for the neutron electric dipole moment search.* Ph.D. thesis (ETH Zürich) (2013).

Flambaum et Ginges. *The nuclear Schiff moment and time invariance violation in atoms.* Physical Review A 65(February), 032113 (2002).

Flambaum et Kozlov. *Screening and finite-size corrections to the octupole and Schiff moments.* Physical Review C - Nuclear Physics 85(6), 7–9 (2012).

Fromme. *Electroweak baryogenesis in extensions of the Standard Model.* Ph.D. thesis (Bielefeld University) (2006).

Graner, et al. *Reduced Limit on the Permanent Electric Dipole Moment of* ^{199}*Hg.* Physical Review Letters 116(16), 161601 (2016).

Green, et al. *Performance of an atomic mercury magnetometer in the neutron EDM experiment.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (1998).

Helaine. *Neutron Electric Dipole Moment measurement: simultaneous spin analysis and preliminary data analysis.* Ph.D. thesis (Université de Caen) (2014).

Horras. *A highly sensitive* ^{199}*Hg magnetometer for the nEDM experiment.* Ph.D. thesis (ETH Zürich) (2012).

Huet. *Electroweak baryogenesis and the standard model.* In Phenomenology of Unification from Present to Future: Proceedings of the 1st International Conference, March 23-26, 1994, Rome p. 77–91 (1994).

Khriplovich. *The quark electric dipole moment and the induced* θ*-term in the Kobayashi-Maskawa model.* Physics Letters B 173(2), 193–196 (1986).

Khriplovich et Zhitnitsky. *What is the value of the neutron electric dipole moment in the Kobayashi-Maskawa model?* Physics Letters B 109(6), 490–492 (1982).

Klinkhamer et Manton. *A saddle-point solution in the weinberg-salam theory.* Physical Review D 30, 2212–2220 (1984).

Kobayashi et Maskawa. *Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction.* Progress of Theoretical Physics 49(2), 652–657 (1973).

Komposch. Thèse pas encore publiée.

Kuzmin, Rubakov, et Shaposhnikov. *On anomalous electroweak baryon-number non-conservation in the early universe.* Physics Letters B 155(1-2), 36–42 (1985).

Lamoreaux et Golub. *discussion of a linear electric field frequency shift induced in confined gases by a magnetic field gradient: Implications for neutron electric-dipole-moment experiments.* Physical Review A (2005).

Lauss. *Ultracold Neutron Production at the Second Spallation Target of the Paul Scherrer Institute.* Physics Procedia 51(1-3), 98–101 (2014).

Lee et Yang. *Question of parity conservation in weak interactions.* Physical Review 104, 254–258 (1956).

Lees, et al. *Measurement of CP asymmetries and branching fractions in charmless two-body B-meson decays to pions and kaons.* Physical Review D 87, 052009 (2013).

Leung et Zimmer. *Proposed neutron lifetime measurement using a hybrid magnetic trap for ultra-cold neutrons.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 611(2-3), 181–185 (2009).

Liu, et al. *Atomic electric dipole moments: The Schiff theorem and its corrections.* Physical Review C - Nuclear Physics 76(3), 1–16 (2007).

Mohr, Taylor, et Newell. *CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010.* Reviews of Modern Physics 84(4), 1527–1605 (2012).

Morrissey et Ramsey-Musolf. *Electroweak baryogenesis.* New Journal of Physics 14(12), 125003 (2012).

Olive et al. *Review of Particle Physics.* Chinese Physics C38, 090001 (2014).

Olive et Group. *Review of particle physics.* Chinese Physics C 38(9), 090001 (2014).

Peccei et Quinn. *CP conservation in the presence of pseudoparticles.* Physical Review Letters 38(25), 1440–1443 (1977).

Pendlebury, et al. *Revised experimental upper limit on the electric dipole moment of the neutron.* Physical Review D 92, 092003 (2015).

Piegsa. *New concept for a neutron electric dipole moment search using a pulsed beam.* Physical Review C 88, 045502 (2013).

Pignol, et al. *Frequency shifts and relaxation rates for spin-1/2 particles moving in electromagnetic fields.* Physical Review A 92(5), 053407 (2015)a.

Pignol, et al. *Frequency shifts and relaxation rates for spin-1/2 particles moving in electromagnetic fields.* Physical Review A 92(5), 053407 (2015)b.

Pignol. Effect of the hg pulse on the neutron frequency extraction. Note interne.

Pignol et Roccia. *Electric-dipole-moment searches: Reexamination of frequency shifts for particles in traps.* Physical Review A 85(4), 042105 (2012).

Pospelov et Ritz. *Electric dipole moments as probes of new physics.* Annals of Physics 318(1), 119–169 (2005).

Pospelov et Ritz. *Ckm benchmarks for electron electric dipole moment experiments.* Physical Review D 89, 056006 (2014).

PURCELL ET RAMSEY. *On the possibility of electric dipole moments for elementary particles and nuclei.* Physical Review 78(6), 807 (1950).

RAJU. Dielectrics in Electric Fields. Taylor & Francis e-library (2003).

RAMSEY. *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields.* Physical Review (1950).

RINGWALD. *Ultralight Particle Dark Matter.* In 25th Rencontres de Blois on Particle Physics and Cosmology Blois, France, May 26-31, 2013 (2013).

ROCCIA. *La co-magnétométrie mercure pour la mesure du moment électrique dipolaire du neutron : Optimisation et application au test de l'invariance de Lorentz.* Ph.D. thesis (Université Joseph Fourier) (2009).

ROMALIS ET LIN. *Surface nuclear spin relaxation of 199Hg.* The Journal of Chemical Physics 120(3), 1511 (2004).

SAKHAROV. *Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe.* Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5, 32–35 (1967).

SALPETER. *Some atomic effects of an electronic electric dipole moment.* Physical Review 112(5), 1642 (1958).

SALVAT, ET AL. *Storage of ultracold neutrons in the magneto-gravitational trap of the UCNτ experiment.* Physical Review C - Nuclear Physics 89(5), 1–6 (2014).

SCHIFF. *Measurability of nuclear electric dipole moments.* Physical Review 132(5), 2194–2200 (1963).

SCHMAUCH. *Nouvelle physique dans le secteur des leptons.* Ph.D. thesis (Université Pierre et Marie Curie) (2015).

SCHWEITZER. *Hyperfine structure and isotope shifts in the 2537-å line of mercury by a new interferometric method.* Journal of the Optical Society of America 53(9), 1055–1072 (1963).

SEREBROV, ET AL. *New measurements of neutron electric dipole moment with double chamber EDM spectrometer.* arXiv:1408.6430 [nucl-ex] (2014).

SMITH, PURCELL, ET RAMSEY. *Experimental Limit to the Electric Dipole Moment of the Neutron.* Physical Review 108(1), 120–122 (1957).

SWALLOWS, ET AL. *Techniques used to search for a permanent electric dipole moment of the 199Hg atom and the implications for CP violation.* Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics 87 (2013).

WU, ET AL. *Experimental test of parity conservation in beta decay.* Physical Review 105(4), 1413–1415 (1957).

WURSTEN. Thèse pas encore publiée.