



Caractérisation de HOPE un piège magnéto-gravitationnel à neutrons ultra-froids destiné à la mesure du temps de vie du neutron sur SUN2 une source superthermale de neutrons ultra-froids

Loris Babin

► To cite this version:

Loris Babin. Caractérisation de HOPE un piège magnéto-gravitationnel à neutrons ultra-froids destiné à la mesure du temps de vie du neutron sur SUN2 une source superthermale de neutrons ultra-froids. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY053 . tel-02527327

HAL Id: tel-02527327

<https://theses.hal.science/tel-02527327>

Submitted on 1 Apr 2020

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.



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Physique Subatomique et Astroparticules

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Loris BABIN

Thèse dirigée par **Dominique REBREYEND**, Chercheur, CNRS
et codirigée par **Oliver ZIMMER**

préparée au sein du **Laboratoire Institut LAUE LANGEVIN**
dans l'**École Doctorale Physique**

**Caractérisation de HOPE un piège magnéto-
gravitationnel à neutrons ultra-froids
destiné à la mesure du temps de vie du
neutron sur SUN2 une source superthermale
de neutrons ultra-froids**

**Characterisation of HOPE a magneto-
gravitational trap for ultra-cold neutron for
neutron lifetime measurement on SUN2 a
superthermal ultra-cold neutron source**

Thèse soutenue publiquement le ,
devant le jury composé de :

Monsieur Dominique REBREYEND

Directeur de Recherche, Laboratoire de physique subatomique et
cosmologique de Grenoble, Directeur de thèse

Monsieur Philipp Schmidt-Wellenburg

Chargé de Recherche, Paul Scherrer Institut, Rapporteur

Monsieur Gilles Ban

Professeur, Laboratoire de physique corpusculaire de Caen, Rapporteur

Monsieur Derome Laurent

Directeur de Recherche, Laboratoire de physique subatomique et
cosmologique de Grenoble, Examineur

Madame Stephanie Roccia

Chargé de Recherche, Institut Laue Langevin, Examineur

Monsieur Oliver Zimmer

Directeur de Recherche, Institut Laue Langevin, Co-directeur de thèse

Abstract

Neutron decay offers a plethora of observables which are useful for applications in nuclear and particle physics and tests of the standard model of the latter. One of them, the neutron lifetime (τ_n *PDG2018* = 880.2 ± 1.0 s [40]), is a crucial input for estimation of the helium-4 content of the universe resulting from the primordial nucleosynthesis. In addition, it serves for a sensitive test of the consistency of the standard model through the CKM matrix unitarity. During the past decades, its measurement has revealed notorious difficulties and still unresolved inconsistencies between different methods. Projects for reliable measurements of the neutron lifetime are therefore of high interest. In this work we present the project HOPE, an ultra-cold neutron (UCN) magneto-gravitational trap coupled to a dedicated superthermal UCN source and aiming for a neutron lifetime measurement with accuracy below 1 s. The choice of magnetic trapping removes a major systematic uncertainty due to neutron interactions with material walls. However, magnetic trapping techniques have to ensure that marginally trapped neutrons that still are able to hit those walls are sufficiently well characterized not to induce significant systematic errors. Since the evolution of those neutrons in the trap is difficult to predict, we have developed simulations that analysed neutron trajectories existing in the trap. Analysis of many neutron histories provided information about the modification of the neutron spectrum during the filling of the trap, heating of neutrons due to vibrations, and the spectral composition of the emptying. These simulations accompany first experimental results obtained from the coupling of HOPE and the prototype helium-4 superthermal UCN source SUN2 set up at Institut Laue-Langevin. Our measurements have shown that, using the vertical implementation studied in this thesis, a measurement of a statistical precision of 0.75 s per reactor cycle is within reach, although sources of systematic uncertainty still need to be carefully analysed to provide an unbiased measurement. Still, we measured in two different procedures storage time constants of 899 ± 19 s and 882 ± 17 s in agreement with the current world-average value of the neutron lifetime, the error being due to counting statistics and the systematic uncertainty staying undetermined. Though not yet proven there are experimental indications, supported by simulations, that neutron heating from mechanical vibrations might limit the accuracy attainable with the current setup. A simplified new setup, with the trap implemented in horizontal orientation without cryostat (thus avoiding strong vibrations of the mono-stage GM cold head used in the current setup) is described at the end of this thesis. According to simulations such a configuration increases counting statistics by a factor 3, while strongly improving on a major systematic uncertainty by spectral heating due to vibrations.

Résumé

La décroissance du neutron offre de nombreuses observables utiles en physique nucléaire et des particules. L'une d'elles, le temps de vie du neutron (τ_n *PDG2018* = 880.2 ± 1.0 s [40]), est crucial dans estimation de la production d'hélium-4 lors de la nucléosynthèse primordiale. En complément elle permet de tester la cohérence du modèle standard à travers l'unitarité de la matrice CKM. Durant les dernières décennies sa mesure a soulevé des notables difficultés et des inconsistances entre les différentes méthodes. Les projets permettant des mesures fiables du temps de vie du neutron sont donc particulièrement d'actualité. Dans ce travail nous présentons HOPE, un piège magnéto-gravitationnel à neutrons ultra-froids (UCN) couplé à SUN2 une source d'UCN superthermale qui vise une mesure du temps de vie du neutron de précision sous 1 s. Le choix du piégeage magnétique supprime une des sources principales d'erreur systématique liée aux interactions avec les parois du piège. Cependant il est nécessaire de s'assurer que les neutrons sur-critiques pouvant encore rentrer en collision avec le mur sont suffisamment bien caractérisés pour introduire une erreur suffisamment faible et connue. L'évolution de tels neutrons est difficile à prédire, nous avons donc développé des simulations pour analyser les trajectoires possibles dans le piège. L'analyse de nombreuses trajectoires nous donne des informations à propos de l'évolution du spectre durant le remplissage, le piégeage, ainsi que sur les effets dus au chauffage par vibrations et la composition spectrale lors de la vidange du piège.

Ces simulations accompagnent les premiers résultats obtenus à partir du couplage de HOPE et SUN2 à l'Institut Laue-Langevin. Nos mesures ont montré qu'en utilisant la configuration verticale étudiée dans ce travail une précision statistique de 0.75 s par cycle de réacteur est possible, bien qu'il existe une source d'erreur systématique nécessitant une analyse précautionneuse pour produire une mesure non biaisée. Néanmoins nous avons pu dans deux configurations différentes mesurer des temps de stockage de 899 ± 19 s et 882 ± 17 s en accord avec l'actuelle valeur moyenne mondiale retenue. Les erreurs étant largement majorées par la statistique l'erreur systématique reste indéterminée. Bien qu'il ne le soit pas encore prouvé, des indications expérimentales, supportées par les simulations, indiquent que le chauffage des neutrons induit par les vibrations mécaniques pourrait limiter la précision atteignable dans la configuration actuelle. Une version horizontale simplifiée sans cryostat (et donc sans les fortes vibrations entraînées par la tête froide utilisée actuellement) est décrite à la fin de cette thèse. En plus de supprimer les vibrations cette configuration devrait, d'après les simulations, tripler le nombre de neutrons piégés.

Remerciements

Voilà, quelques années de travail à l'ILL sur HOPE qui s'achèvent. Et comme promis par les rumeurs, le crux se trouvait bien sûr la fin, de la prise de données "à vue", dans le bruit et sous la lumière blafarde du "niveau C" de l'ILL à la rédaction "après travail" il ne faut mieux pas trop se déconcentrer sinon c'est la chute.

Je souhaite remercier Dominique Rebreyend mon directeur de thèse pour son support et sa disponibilité tout au long de cette thèse et spécialement sur la fin ainsi qu'Oliver Zimmer, mon encadrant, pour le support, l'enthousiasme, pour la maintenance de SUN2 durant les cycles (et ce n'est pas une mince affaire) et les heures de polissage (et c'est pas marrant). Je remercie les anciens thésards de HOPE, Felix pour le lègue de "son" expérience (et les séances de grimpes), Fabien pour la transmission de la connaissance pratico-pratique de HOPE, "Où est-ce donc que vous avez rangé cette bride en 2014 ?" (et les soirées hors labo) et Kent pour son aide lors de son passage coïncidant miraculeusement à la mise en place de HOPE sur SUN2 et les premiers tests. Merci également à tout le personnel technique de l'ILL et en particulier Didier pour le support technique et l'usinage de précision, parfois (souvent ?) de dernière minute, l'équipe du vide, de la cryo' et Patrice (pour la disponibilité des centaines de litres d'hélium, sans lequel HOPE ne serait pas vraiment HOPE...) ! Et bien sûr je remercie tous les membres de l'équipe NPP pour leur disponibilité, leur aide (et puis parce que c'est pas mal de travailler là-bas) ! Pour clore la liste des gens qui ont permis ce travail n'oublions pas Micky' et Presci' (qui m'ont rappelé, consciencieusement et à intervalles réguliers, de ne pas oublier de les remercier), improbable coworkeuses qui ont rendu cette rédaction de fin de thèse bien plus agréable (moins désagréable ?) qu'elle aurait pu l'être.

Comment ne pas remercier tous mes amis qui ont rendu ces années de thèses plus qu'agréable, dans des bars, des canapés ou pendu sur un bout de rocher (ou au bout de la corde diront les mauvaises langues) ? Constant dans leurs capacités à proposer une distraction à tous moment, même quand "là, je peux vraiment pas, j'ai une expérience sur le feu...".

Et bien sûr mes remerciements finaux vont à ma famille pour un support indéfectible et pour une participation inestimable au considérable effort orthographique !

Table des matières

Introduction	7
1 De la découverte du neutron à HOPE	8
1.1 La découverte du neutron et de sa décroissance	8
1.2 L'intérêt de la décroissance β du neutron libre	9
1.2.1 Le temps de vie du neutron	11
1.2.2 La mesure du temps de vie en bouteille et les neutrons ultra-froids	12
1.2.3 Le temps de vie du neutron aujourd'hui : défis et difficultés	17
1.3 HOPE et les pièges nouvelle génération	19
1.4 Production des UCN	20
1.5 La source SUN2	24
1.5.1 Détails techniques de SUN2	25
1.5.2 Stabilité de SUN2 durant le cycle de Septembre-Octobre 2018	29
2 HOPE	34
2.1 Présentation technique	34
2.2 Le champ de piégeage	37
2.3 Cycle de mesure	44
2.4 Simulations	47
2.4.1 Nettoyage des UCN sur-critiques	54
2.5 Erreurs	57
2.5.1 Erreur statistique	57
2.5.2 Erreurs systématiques et corrections	59
3 HOPE, les résultats expérimentaux de 2018	72
3.1 Optimisation du piégeage	72
3.1.1 Temps d'attente nécessaire au remplissage	72
3.1.2 Optimisation de la hauteur du piston	73
3.2 Temps caractéristique de stockage du piège	78
3.2.1 Mesure avec le tube en titane	86
3.3 Procédures de nettoyage	88
3.3.1 Nettoyage avec le piston	88
3.3.2 Nettoyage par fermeture en deux étapes	90
3.3.3 Nettoyage avec l'absorbeur radial en polyéthylène	91
3.3.4 Fermeture en deux étapes et nettoyage avec l'absorbeur radial en polyéthylène	93

4	Perspective et conclusion	97
4.1	Amélioration et perspective : HOPE à l'horizontale	97
4.2	Conclusion	100
A	Les UCNs dans GEANT 4	101
B	Gain en énergie pour les neutrons poussés par le piston	104

Introduction

Ce travail présente les derniers résultats de l'expérience de mesure du temps de vie du neutron **HOPE** (**H**albach-type **O**ctupole **P**ermanent magnet UCN trap) installé à l'Institut Laue-Langevin (ILL). Il s'inscrit à la suite de plusieurs travaux de thèse, de la conception [31], aux premiers résultats sur PF2 (ILL) [48] en passant par le développement d'un détecteur dédié [30]. Nous y présentons les derniers résultats obtenus grâce au couplage de SUN2 une source de neutrons ultra-froids développé et installé à l'ILL.

Dans le premier chapitre on présentera ce qui à travers l'histoire du neutron et de la mesure de son temps de vie a conduit à développer HOPE. On décrira également brièvement SUN2 une source de neutrons ultra-froids développé et installé à l'ILL qui est utilisé pour alimenter HOPE en neutrons.

Dans le second chapitre sont présentés l'aspect technique de HOPE et les propriétés de piégeage qui en découle. Il y est ensuite discuté les conséquences sur les neutrons piégés afin de fournir les outils conceptuels nécessaires à l'interprétation des résultats. On y présente aussi l'outil de simulation utilisé en support de l'analyse. Finalement on y décrit les différentes erreurs venant possiblement entacher la mesure et les méthodes de correction possible.

Dans le 3ème chapitre sont présentés les premiers résultats issus du couplage de SUN2 et HOPE obtenu en 2018. Il y est discuté à la lumière des simulations le comportement de l'expérience et les précisions qu'il est possible d'atteindre.

Finalement avant de conclure on présente dans la dernière partie les perspectives vers une nouvelle configuration de l'expérience apportant des améliorations considérables.

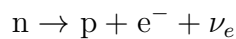
Chapitre 1

De la découverte du neutron à HOPE

1.1 La découverte du neutron et de sa décroissance

Le neutron est imaginé en 1920 par Rutherford mais ce n'est qu'en 1932 que Chadwick cherchant à expliquer une radiation particulièrement pénétrante le découvre [10, 11]. Trois ans plus tard en 1935, Chadwick et Goldhaber remarquent que le neutron est légèrement plus lourd que le proton. Suspectant leur nature proche ils font l'hypothèse de la désintégration du neutron en un proton, un électron et un neutrino [12], supposition qui se révélera correcte :

" If the neutron is definitely heavier than the hydrogen atom, then one must conclude that a free neutron is unstable, i.e, it can change spontaneously into a proton + electron + neutrino, unless the neutrino has a mass of the order of the electron "



Cette désintégration commencera à être mise en évidence seulement 15 ans plus tard en 1948 par Snell et Miller, ceux-ci cherchant les éventuels protons de désintégration produits par faisceau de neutrons [53]. Leur expérience n'étant pas faite pour une mesure précise du temps de vie ils l'estimèrent entre 10 et 30 minutes¹. Les protons ayant été détectés, il s'agissait ensuite d'observer les hypothétiques électrons en coïncidence avec les neutrons pour confirmer l'hypothèse de Chadwick et Goldhaber. Ce fut fait par Robson en 1950 qui réalisa également la première mesure de temps de vie du neutron "relativement précise" $\tau_n = 12.5 \pm 2.5$ min [47]. Le neutrino, beaucoup plus difficile à détecter en raison de sa très faible section efficace, sera détecté pour la première fois en 1957. S'il n'est pas envisageable de détecter des neutrinos en coïncidence avec les électrons et les protons de la décroissance β , il est maintenant clairement prouvé à travers des expériences plus récentes que le spectre

1. On peut noter avec amusement que les précautions de l'époque se révéleront ne pas être suffisantes : "A safer statement is that the neutron half-life must be a least 15 minutes"

des neutrinos provenant des réacteurs nucléaires est en accord avec la théorie de la décroissance β ².

1.2 L'intérêt de la décroissance β du neutron libre

Les mesures de τ_n ont dès lors continué pour être de plus en plus précises. En effet, d'un côté cette valeur découle d'une expression particulièrement pure de l'interaction faible et de l'autre elle est un paramètre important dans la nucléosynthèse primordiale.

Le neutron et la matrice CKM

La description de la décroissance du neutron prend sa forme finale dans les années 60 grâce aux travaux de Murray Gell-Mann, père de la théorie des quarks et de Nicola Cabibbo avec l'introduction de ce qui deviendra la matrice CKM.

Grâce à ces travaux, les très nombreuses particules détectées au milieu du XXème siècle parviennent à être organisées de manière beaucoup plus simple. Les quarks, particules élémentaires, au nombre de 6 et classés en trois générations peuvent s'assembler par trois pour former des hadrons (qqq) ou par paire quark-antiquark pour former des mésons ($q\bar{q}$). Dans cette description le proton (uud) est le plus léger des hadrons suivi par le neutron (udd). Le neutron instable décroît par interaction faible en deux étapes : la transformation d'un quark (d) en (u) avec émission d'un boson W^- puis la décroissance de ce dernier en un couple ($e^- \bar{\nu}_e$).

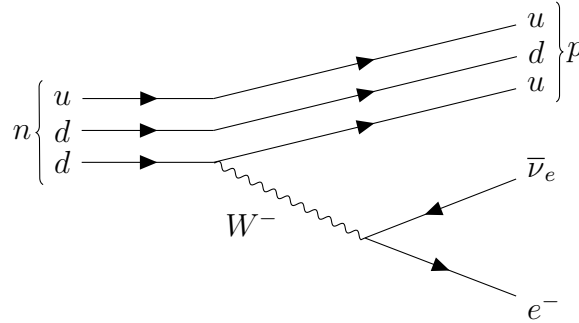


Figure 1.1 – Diagramme de Feynman pour la décroissance du neutron

Dans le modèle standard le proton étant le seul baryon plus léger que le neutron, seule cette décroissance est permise. Leur différence de masse étant faible, $m_n - m_p = 1.29$ MeV, le boson W^- ne peut se désintégrer qu'en ($e^- \bar{\nu}_e$)

L'interaction faible violant la parité, seuls les termes axial et vectoriel apparaissent dans son lagrangien sous la forme $A - V$. Cela conduit à l'expression du temps de vie du neutron :

$$\tau_n = \frac{2\pi^3}{c} \frac{(\hbar c)^7}{G_f^2 f(m_e c^2)^5} \frac{1}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)} = \frac{4908.6(19)}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)} \quad (1.1)$$

2. Les récentes expériences sur les spectres des neutrinos de réacteurs nucléaires mettent en évidence une anomalie du spectre mais celle-ci ne remet pas en cause la théorie de la désintégration β

avec

- G_f la constante de Fermi, constante de couplage de l'interaction faible.
- f le facteur d'espace de phase.
- $\lambda = \frac{G_A}{G_V}$ le rapport des facteurs de forme axial et vectoriel traduisant le couplage entre les quarks constituant le neutron. λ peut être mesuré grâce aux expériences déterminant l'asymétrie de la décroissance β .
- V_{ud} un des éléments de la matrice CKM.

La matrice CKM traduit que les états propres de quarks dans l'interaction faible ne sont pas les mêmes que les états propres de masse des quarks libres. Cette rotation des états est encodée dans une matrice complexe et unitaire, la matrice CKM :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97446(10) & 0.22452(44) & 0.00365(12) \\ 0.22438(44) & 0.97359_{-(11)}^{+(10)} & 0.04214(76) \\ 0.00896_{-(23)}^{+(24)} & 0.04133(74) & 0.999105(32) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Et l'unitarité impose :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (1.3)$$

Les 9 composantes complexes de la matrice CKM sont déterminés par 4 paramètres libres.

Le coefficient $|V_{ud}|$ peut être déterminé de trois manières. La manière actuellement la plus précise est celle utilisant les transitions nucléaires super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$. Elle à l'inconvénient de nécessiter une corrections de structure nucléaire pouvant être source d'erreur. Cette méthode donne $|V_{ud}| = 0.97417(20)$ [26]. Une seconde manière est d'étudier les rapports d'embranchement de la désintégration du π^+ . Celui-ci peut se désintégrer par trois processus. Deux décroissances leptonique et une décroissance dite *bêta* $\pi_\beta : \pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ qui est une transition vectoriel pure donnant ainsi directement accès à $|V_{ud}|$. Le rapport d'embranchement de la désintégration π_β associé à la valeur du temps de vie du pions permettent d'établir : $|V_{ud}| = 0.9728(30)$ [45]. La troisième manière, celle qui nous intéresse, est d'utiliser τ_n et λ pour extraire $|V_{ud}|$ depuis l'équation 1.1. Cette méthode ne nécessite pas de correction nucléaire. En utilisant les valeurs de τ_n et λ donnée dans le PDG 2018 et la valeur donné dans [14] pour les corrections radiatives : $|V_{ud}| = 0.9758(2)_{RC}(6)_\tau(15)_\lambda$. Deux choses sont à remarquer : premièrement c'est avant tout un travail sur λ (puis sur τ_n) qui est nécessaire pour rendre cette méthode compétitive. Actuellement des progrès importants sont fait dans cette direction. On peut citer l'expérience PERKEO III donnant $\lambda_{PERKEOIII} = -1.27641(56)$ une mesure cinq fois plus précise que la valeur retenu par le PDG2018 ($\lambda_{PDG2018} = -1.2724(23)$) [35]. En prenant cette nouvelle valeur on obtient $|V_{ud}| = 0.97323(19)_{RC}(55)_\tau(35)_{\lambda_{PERKEOIII}}$. Deuxièmement l'erreur actuelle de cette méthode étant d'un ordre de grandeur supérieur à celle donnée pour les transitions super-permises elle n'est pour l'instant pas encore compétitive. Des efforts doivent donc être produits pour améliorer les trois sources d'erreur et notamment celle liée à la mesure de τ_n .

La nucléosynthèse primordiale

Du côté de la nucléosynthèse primordiale τ_n joue un rôle important dans la description de l'abondance de l' ^4He [16, 55]. En effet, dans les premiers instants suivant le Big Bang la température de l'univers chute, l'environnement passant d'une mer de bosons, à une mer de plasma quark-gluons puis à un univers où les états liés des protons et des neutrons deviennent possibles. Pendant cette période la densité et la chaleur de l'univers sont telles que l'équilibre entre les populations des neutrons N_n et des protons N_p est maintenu à travers les réactions :

$$n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e \quad n + \nu_e \leftrightarrow p + e^- \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

Elles ont lieu de gauche à droite et de droite à gauche. Cet équilibre, défini par le rapport des populations, est uniquement dicté par la température de l'univers :

$$\frac{N_n}{N_p} \propto e^{-\frac{\Delta m}{T}}$$

où $\Delta m = m_n - m_p = 1.293 \text{ MeV}/c^2$ est la différence de masse entre le neutron et le proton. Lorsque l'univers atteint $T = T_f \approx 0.7 \text{ MeV}$ l'équilibre thermique n'est plus maintenu car la section efficace d'interaction faible est devenu trop faible, c'est le "freeze out". Les neutrons ne peuvent plus disparaître que par décroissance β . Les réactions de fusion nucléaires commencent à entrer en jeu, c'est le début de la nucléosynthèse primordiale. Pendant les 3 min que dure celle-ci les différentes chaînes de réactions nucléaires conduisent toutes à de l' ^4He . La fin de la nucléosynthèse primordiale est entraînée par la disparition totale des neutrons libres, la très grande majorité est contenu dans l'hélium et une fraction a déchu. A partir de ce moment l'abondance d' ^4He dans l'univers est fixée. Le seul processus qui l'influencera par la suite est la fusion nucléaire au sein des étoiles. Néanmoins la production d' ^4He par fusion est extrêmement marginale vis-à-vis de la quantité produite initialement et peut être négligé contenu de la précision des données actuelles.

La quantité d' ^4He dépend donc par deux fois de la valeur de τ_n . Une première fois dans l'évaluation de la température T_f de "freeze out" puisque que l'on retrouve $G_f^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)$ dans les probabilités d'interaction des processus 1.4. Et une seconde fois pour déterminer l'évolution exacte de la population de neutrons durant la phase de production ^4He . C'est actuellement l'erreur sur le temps de vie du neutron qui domine l'incertitude sur l'abondance d' ^4He [13].

1.2.1 Le temps de vie du neutron

Ces différents intérêts identifiés dans les années 50, les expériences de mesure du temps de vie seront constamment améliorées. La première difficulté étant l'obtention des neutrons libres, les premières expériences auront lieu sur des faisceaux de neutrons en provenance de réacteurs nucléaires. Le seul moyen d'étudier le temps de vie étant alors d'observer les produits de désintégration en vol comme l'avait fait Robson en 1950 [47]. Ce type d'expérience qui existe encore aujourd'hui est appelé mesure *faisceau*.

Mesure du temps de vie en faisceau

Il s'agit de déterminer le temps de vie du neutron en comparant la quantité de protons (ou d'électrons) émis sur une longueur donnée du faisceau à l'intensité du faisceau lui-même. Le temps de vie est donné par :

$$\tau_n = \frac{LR_n\epsilon_p}{v_n R_p \epsilon_n}$$

où L est la longueur effective de faisceau sur laquelle les produits de désintégration sont détectés, v_n la vitesse moyenne des neutrons, R_n et R_p les taux de comptage des neutrons et des protons et ϵ_n et ϵ_p les efficacités des détecteurs de neutrons et protons.

Si la dépendance en $\frac{1}{v}$ de la section efficace des neutrons permet de considérablement simplifier la dépendance au spectre, la connaissance précise de la géométrie du volume et de l'efficacité des détecteurs reste cruciale et constitue les difficultés de ce type de mesure. A titre d'exemple la dernière mesure de ce type effectuée au NIST donne en 2013 : $\tau_n = 887.7(1.2)_{stat}(1.9)_{sys}$ s [38, 60].

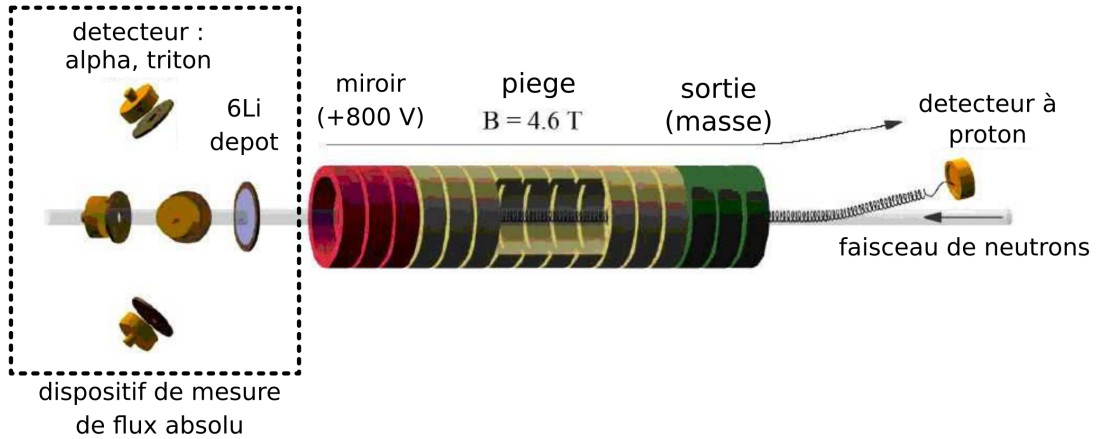


Figure 1.2 – Dispositif expérimental pour une mesure faisceau utilisé au NIST [38]

1.2.2 La mesure du temps de vie en bouteille et les neutrons ultra-froids

Au début des années 80 apparaissent de nouvelles possibilités. En effet, la maîtrise d'une nouvelle gamme d'énergie de neutrons ouvre des portes inédites : ce sont les neutrons ultra-froids (UCN pour Ultra Cold Neutron).

Fermi avait prédit puis observé par l'expérience [19] que pour des neutrons d'assez basse énergie rentrant en collision avec de la matière, il existe un angle d'incidence au-delà duquel les neutrons sont réfléchis de manière cohérente, processus analogue à la réflexion de la lumière. Zeldovich en 1959, poussant le concept, montre qu'il devrait exister une énergie en dessous de laquelle les neutrons sont réfléchis quel que soit leur angle d'incidence. Cela signifie qu'il existe des neutrons qui peuvent être théoriquement enfermés dans un piège matériel, telle une balle de ping-pong

rebondissant à l'infini dans une boîte à chaussures. On donne le nom de *bouteille* à ces pièges. Comme les neutrons qui exhibent un tel comportement doivent avoir une énergie extrêmement faible, de l'ordre de la centaine de neV correspondant à quelque mK, on les appelle des neutrons ultra-froids.

Gamme	Énergie	vitesse (m/s)	longueur d'onde	température
Ultra-froid (UCN)	$E < 350 \text{ neV}$	$v < 7.5 \text{ s}$	$\lambda > 52 \text{ nm}$	$T < 3 \text{ mK}$
Très froid (VCN)	$\sim 350 \text{ neV à } 50 \text{ } \mu\text{eV}$	7.5 à 100	4 à 0.18 nm	0.003 à 0.6 K
Froid (CN)	$\sim 50 \text{ } \mu\text{eV à } 25 \text{ meV}$	~ 800	0.18 à 4 nm	0.6 à 290 K
Thermique	$\sim 25 \text{ meV}$	~ 2200	$\sim 0.18 \text{ nm}$	$\sim 293 \text{ K}$
Rapide	$E > 1 \text{ eV}$	$v > 10\,000$	$\lambda < 0.02 \text{ nm}$	$T > 10\,000 \text{ K}$

Table 1.1 – Les différentes gammes des neutrons

Avant de décrire brièvement leur physique et leurs propriétés, mentionnons deux ouvrages de références présentant la physique de ces neutrons de manière complète : le livre de R. Goolub, *Ultra-Cold Neutrons* [24] et le livre de V.K. Ignatovich, *The physics of ultracold neutrons* [27].

La réflexion totale des UCN peut être décrite phénoménologiquement comme suit : lors d'une diffusion la fonction d'onde des UCN étant bien plus grande que les distances caractéristiques interatomiques de la matière, $\lambda_n > 50 \text{ nm}$, elle interagit simultanément avec un nombre considérable d'atomes . Au lieu de percevoir les potentiels individuels, le neutron perçoit un potentiel effectif moyen dépendant infiniment de valeurs moyennes définissant le matériau. Ainsi pour chaque matériau on peut définir un potentiel effectif :

$$U = V_f - iW = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_j N_j (b_j - i \frac{\sigma_j^l k}{4\pi})$$

où m_n est la masse du neutron, j un indice courant sur tous les isotopes constituant le matériau en question, N_j la densité de chaque isotope, b_j la longueur de diffusion cohérente liée de l'isotope j , σ_j^l la section efficace de perte et k le nombre d'onde du neutron.

V_f est appelé potentiel optique ou pseudo-potentiel de Fermi. Il définit l'énergie en dessous de laquelle le neutron sera complètement réfléchi quel que soit son angle d'incidence. iW est le terme décrivant la perte des neutrons lors des réflexions. Ces pertes sont dues à la capture neutronique ou à la diffusion inélastique lors de la réflexion. En effet, lors d'une collision inélastique avec un matériau à température ambiante (293 K 25 meV) le transfert d'énergie cinétique sera dans la très grande majorité des cas, bien plus important que la centaine de neV. Le gain d'énergie pour l'UCN étant tel qu'il est sorti de la gamme d'énergie UCN. On parlera d'*up-scattering* pour décrire ce processus. Ainsi σ_j^l est composé au minimum de la section efficace d'absorption σ_{abs} qui définit la performance ultime d'un matériau. A ce terme s'ajoute un terme de diffusion inélastique σ_{scat} , dans le cas général ce terme est fortement dépendant de la température du matériau.

Cette gamme UCN n'a pas de limite haute en énergie définie de manière unique puisque l'énergie en dessous de laquelle la réflexion est totale dépend du matériau.

Pour fixer les idées le plus haut potentiel optique connu vaut ~ 350 neV. Un potentiel V_f négatif indique un matériau dans lequel les neutrons pourront toujours pénétrer.

On définit également le paramètre $\eta = \frac{W}{V_f}$ comme le facteur de perte, il définit la probabilité de perte par rebond pour les UCN d'énergie $E \sim \frac{V_f}{2}$. Le tableau 1.2 contient des valeurs typique de V_f et η .

Matériaux	V_f (neV)	η (capture)
DLC	~ 300	$\sim 3 \times 10^{-7}$
Béryllium	250	5.4×10^{-7}
Inox 316	183	2×10^{-4}
Teflon	124	7×10^{-7}
Deutérium solide	107	4×10^{-8}
Graisse Fomblin	106	6.4×10^{-7}
Aluminium	54	3.7×10^{-5}
Superfluide 4He	18.8	0
Polyéthylène	-9.2	/

Table 1.2 – Potentiels de Fermi et paramètres de pertes liés à la section efficace de capture pour différent matériau usuel dans le domaine des UCN. On notera le cas particulier de l'Hélium 4, seul élément à présenter une section efficace de capture neutronique strictement nulle. Les résultats sont calculés à partir des longueurs de diffusion et sections efficaces réf [51].

Si les potentiels de Fermi théoriques sont bien confirmés expérimentalement, le paramètre de pertes η à une histoire plus mouvementée. Les η étaient systématiquement évalué à environs 1×10^{-3} pour les matériaux supposés avoir des pertes plus faibles. Ce problème appelé *pertes anormales* a fait l'objet de nombreuses investigations. La cause de ces pertes anormales a été clarifiée comme étant due à l'up-scattering sur des atomes d'hydrogènes adsorbés à la surface des matériaux. Un moyen efficace de limiter ces pertes est de diminuer la température des parois en contact avec les neutrons. Cependant la contamination apporte un terme de perte irréductible lié à l'absorption par l'hydrogène. Pour les matériaux avec des η faible tel que le béryllium ce terme de perte irréductible peut dégrader significativement les performances (par un facteur 6 [3]). Obtenir des surfaces libres d'atomes d'hydrogènes demande des protocoles rigoureux et lourds, rarement mis en place. Il est donc généralement difficile d'estimer la valeur réelle de η sans des expériences dédiés reproduisant les conditions d'utilisation des surfaces utilisées.

L'interaction gravitationnelle

De par sa constante de couplage très faible l'interaction gravitationnelle est d'ordinaire ignorée en physique des particules, tant d'un point de vue des collisions et des désintégrations que d'un point de vue mécanique sur la trajectoire des particules. Mais l'énergie des UCN est si faible que la force dérivant du champ gravitationnel est dans cette situation incontournable. Le neutron interagit dans le champ de gravitationnelle comme n'importe quel corps massifs :

$$V_{grav} = mgh = 102 \text{ neV} \cdot \text{m}^{-1} \cdot h$$

où m est la masse du neutron libre, g l'accélération gravitationnel. Ainsi pour des expériences avec des hauteurs de piégeage de l'ordre du mètre l'énergie cinétique des neutrons peut varier considérablement entre le point le plus bas et le point le plus haut de sa trajectoire. A tel point qu'il peut être inutile de fermer le haut des pièges UCN, la gravitation empêchant les neutrons de sortir par le haut. Cette méthode est utilisée dans l'expérience dont il va être question ici. Notons qu'en ajoutant ce terme au Hamiltonien du neutron libre on s'attend à une quantification des états d'énergies des neutrons dans le champ gravitationnel avec des énergies de l'ordre du $\sim$ peV [32]. Cette prédiction remarquable a en effet été observée [37].

L'interaction électromagnétique

La seconde interaction qui se révèle intervenir avec le même ordre de grandeur est l'interaction électromagnétique. Si le neutron est une particule neutre, il possède néanmoins un moment magnétique de spin non nul $\vec{\mu}_N = g_N \frac{e}{2m_p} \vec{S}$, il se couple donc au champ magnétique. En présence d'un champ magnétique on observe une levée de dégénérescence par effet Zeeman :

$$V_m = -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B} = \pm 60.3 \text{ neV} \cdot \text{T}^{-1} \cdot B$$

Cet effet Zeeman sépare les neutrons en deux catégories, définies par la projection de spin : les spins *up* qui minimiseront leur énergie dans les zones de champ faible (LFS pour Low Field Seekers) et les spins *down* qui le minimiseront dans les zones de champ fort (HFS pour High Field Seekers). Le champ magnétique peut alors être utilisé pour piéger les neutrons. Néanmoins ce piégeage se fait avec un handicap : seule la moitié des neutrons (généralement les LFS) est piégée, les autres est perdue ou piégée dans de mauvaises conditions (ce qui les rend inutiles voire problématiques pour des mesures de précision).

Mesure du temps de vie en bouteille

Ainsi à la fin des années 80 on voit apparaître un nouveau type d'expériences pour la mesure du temps de vie : les UCN piégés en *bouteille*. Elles permettent de contourner les difficultés des mesures faisceau, le temps de vie est extrait en observant directement l'évolution de la population piégée. Il n'y a donc plus besoin de connaître les efficacités absolues des détecteurs.

Une fois piégés, les UCN vont décroître ou être perdus selon différents processus. De manière très générale on peut écrire leur probabilité de perte par unité de temps et par neutron λ_s comme :

$$\lambda_s = \lambda_n + \lambda_{perte}(E) = \lambda_n + \lambda_c(E) + \lambda_{up}(E, T) + \lambda_{fuite}(E) + \lambda_{dep}(E)$$

où λ_n est dû à la décroissance β . $\lambda_c = \nu(E)\mu(E)$ est dû à la capture lors d'une collision avec une paroi qui dépend de la fréquence de collision $\nu(E)$ et de la probabilité de capture par collision $\mu(E)$. λ_{up} est dû à l'up-scattering qui peut avoir lieu sur les

atomes du gaz résiduel présent dans le piège, lors des collisions avec les parois ou avec des phonons présents dans le piège lorsque le neutron est piégé dans un médium (comme l'hélium), cette probabilité dépend de la température de ces corps. λ_{fuite} est dû à la perte de neutrons par fuite si le piège n'est pas parfaitement étanche. λ_{dep} est dû à la dépolarisation, cette perte est présente seulement si le piège est en partie ou complètement magnétique. La population de neutrons dans le piège évolue alors comme :

$$N(t) \propto \int_{\mathbf{x}, \mathbf{k}} N_0(\mathbf{x}, \mathbf{k}) e^{-\lambda_s(\mathbf{x}, \mathbf{k})t} d\mathbf{x} d\mathbf{k}$$

où N_0 est la densité de neutrons initiale dans l'espace des phases avec $\mathbf{x}$ la position et $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde. En faisant l'hypothèse que tous les neutrons de même énergie E subissent exactement les mêmes pertes cette expression peut être simplifiée comme :

$$N(t) \propto \int_E N_0(E) e^{-\lambda_s(E)t} dE$$

Si cette hypothèse est raisonnable pour les pièges matériels elle ne l'est plus dans le cas des pièges magnétiques où pour une énergie donnée il existe différents types de trajectoires possibles n'ayant pas les mêmes caractéristiques. Dans le cas général c'est donc bien sur l'espace des phases qu'il faut intégrer.

Ces pièges permettent de mesurer le temps de vie de deux manières différentes :

- **"compter les morts"** : il s'agit de détecter les produits de la désintégration bêta (protons, électrons ou les deux) en provenance du piège. Le taux de détection des produits de désintégration suit une loi :

$$S_{p,e^-}(t) \propto \lambda_\beta N(t)$$

Cette loi est d'autant plus proche de $e^{-\lambda_n t}$ que les autres termes de pertes dans λ_s sont supprimés.

- **"compter les survivants"** : il s'agit de compter le nombre de neutrons survivants N_1 et N_2 pour deux temps, t_1 et t_2 de stockages différents puis d'en extraire le temps de caractéristique de stockage du piège :

$$\tau_s = \frac{t_2 - t_1}{\ln N_1 - \ln N_2} \quad (1.5)$$

Comme dans le cas précédent le nombre de neutrons $N(t)$ suit une véritable loi exponentielle uniquement si les termes de perte ne sont plus dépendants de l'énergie. Ainsi l'évaluation de τ_s converge d'autant plus vers τ_n que les termes de pertes hors décroissance β sont supprimés.

Pour les deux méthodes les erreurs systématiques, liées aux pertes de neutrons par des processus autre que la décroissance β , qui peuvent venir entacher la mesure sont les mêmes, les efforts à fournir sont donc très similaires.

C'est la méthode *compter les survivants* qui a été majoritairement utilisée. De nombreux types de piège ont été développés : le premier est une bouteille en aluminium par Kosvintsev en 1986 [29] puis vint des bouteilles recouvertes de Fomblin par Mampe et al. [34] et les pièges gravitationnels ayant pour but de limiter les interactions entre les neutrons et la matière [28]. Ces sont les techniques principales

de piégeage ayant été utilisées jusqu'à maintenant³. Actuellement la plupart des mesures utilisant le piégeage des neutrons s'orientent vers l'usage de piège magneto-gravitaional, c'est ce type de piège qui est utilisé dans ce travail. On peut noter deux pièges récent ayant déjà donné des résultats [18, 41].

Néanmoins ces méthodes ont aussi leurs inconvénients : les neutrons étant toujours en interaction avec les parois du piège, les termes de pertes qui entachent la mesure d'erreur ne sont pas complètement supprimables. Il faut alors être en capacité de les évaluer et de les corriger. La méthode utilisée pour toutes les expériences *bouteilles* est globalement la même : faire varier des paramètres influençant $\lambda_{Perte}(E)$, pour évaluer la dépendance de τ_s à $\lambda_{Pertes}(E)$ et pouvoir extrapoler τ_s pour $\lambda_{Perte}(E) = 0$, situation dans laquelle $\tau_s = \tau_n$. Ces extrapolations sont des étapes importantes et non négligeables puisque qu'elles sont de l'ordre de ~ 20 s pour les pièges actuels.

1.2.3 Le temps de vie du neutron aujourd'hui : défis et difficultés

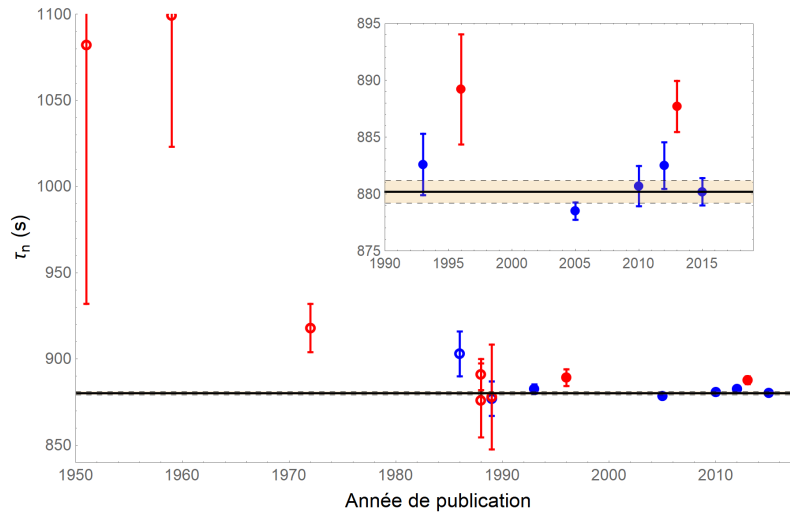


Figure 1.3 – Les différentes mesures de temps de vie depuis les années 50. En rouge les mesures *faisceaux* en bleu les mesures *bouteilles*. En symbole vide les valeurs qui ne sont pas retenue dans le PDG 2018, en symbole plein les valeurs retenue dans le PDG2018 [40]. La ligne noire et la zone grisée indique $\tau_{nPDG2018} = 880.2 \pm 1.0$ s le temps de vie retenu dans le PDG 2018

Utiliser plusieurs méthodes pour mesurer une même chose est un avantage. Quand les méthodes donnent le même résultat la confiance dans la mesure est d'autant plus grande. Au contraire quand les résultats ne sont pas cohérents cela indique que quelque chose, qui aurait pu passer inaperçu, n'est pas compris. C'est le cas pour la mesure du temps de vie du neutron libre : les deux méthodes "*faisceau*" et "*bouteille*" semblent donner des valeurs qui sont en désaccord. Cela est bien visible figure 1.3, les mesures faisceau et bouteille sont inconsistantes.

3. On peut noter une mesure originale de temps de vie du neutron utilisant un piège magnétique pour VCN [42] faisant figure d'exception.

On peut également mentionner, en plus de ce désaccord, une variabilité assez surprenante de la valeur reconnue pour τ_n . Ainsi le temps de vie du neutron, évalué à $\tau_n = 880.2 \pm 1.0$ s dans le PDG 2018 [40] était évalué à $\tau_n = 885.7 \pm 0.8$ s dans le PDG 2010 [36]. La différence de 5.5 s loin au-dessus des 3σ est remarquable. Cette différence, due à des réévaluations d'anciennes mesures mets en évidence les difficultés expérimentales et de contrôle et d'estimation des erreurs auquel se heurte ces expériences. Finalement sur la figure 1.4 on peut voir la situation actuelle des contraintes sur $|V_{ud}|$ et λ résumé. On y remarque clairement l'inconsistance entre les mesures *faisceau* et *bouteille*.

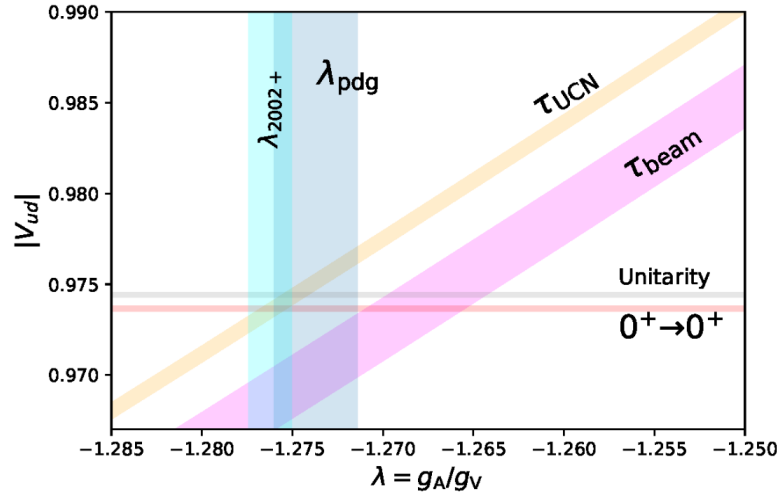


Figure 1.4 – Source : [49] – Contrainte sur $|V_{ud}|$ et λ . τ_{UCN} et τ_{beam} sont les valeurs données pour le temps de vie du neutron en fonction des deux types d'expérience "bouteille" et "faisceaux". λ_{pdg} indique la valeur retenue dans le PDG 2018. "Unitarity" indique les contraintes liées à l'unitarité de la matrice CKM. $0^+ \rightarrow 0^+$ indique la contrainte sur V_{ud} provenant des mesures sur les transitions nucléaires super-permises.

Ce constat interroge. Est-ce la signature d'une interaction encore inconnue ? En effet, les expériences actuelle de type "faisceau" mesurent le nombre de proton de désintégration. Si, comme le prédit la théorie, le seul canal de désintégration possible est celui de la désintégration β alors les expériences faisceau mesurent bien le temps de vie du neutron. En revanche si il existe d'autres canaux de désintégration ne produisant pas de proton (ou des protons détecté partiellement du à une énergie trop importante) alors les expériences faisceau ne mesure que le temps de vie lié à la désintégration β et non le temps de vie du neutron. De leur coté, les expériences "bouteilles" actuelles, comptant les survivants, mesurent le temps de vie total comprenant la décroissance β et tous les autres hypothétiques canaux de désintégration. On s'attend donc bien pour un (ou plusieurs) canal de désintégration inconnu à mesurer un temps de vie plus court à l'aide des bouteilles. Qualitativement cette différence pourrait donc s'expliquer par une "nouvelle physique". Mais ce n'est pas la seule explication possible, cette inconsistance peut aussi provenir uniquement des erreurs de l'une ou de l'autre des méthodes qui seraient mal évaluées.

Actuellement, contenu des derniers résultats expérimentaux c'est cette seconde hypothèse qui est privilégié [15]. En effet, en utilisant une estimation de V_{ud} obtenue par les mesures de transitions super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$ et la valeurs la plus récente de λ on peut déterminer, à partir de l'équation 1.1, le temps de vie attendu pour le canal de décroissance β seul : $\tau_{n\beta} = 879.4 \pm 1.0$ s. Ainsi d'une part cette valeur correspond à l'estimation du temps de vie du neutron donnée par les mesures bouteilles de type *compter les survivants* - donc prenant en compte *tous* les canaux de désintégration - $\tau_{nbouteille} = 879.4 \pm 0.7$ s et d'autre part cette valeur diffère significativement (4σ) du temps de décroissance β seul estimé par les mesures faisceaux de type *compter les morts*. Ainsi il semble peu probable qu'il existe un canal de désintégration exotique du neutron pouvant expliquer les incohérences observées. Néanmoins éclaircir l'origine des différences observée entre les différentes méthodes reste un des enjeux actuel.

La mesure du temps de vie du neutron est donc un sujet d'intérêt. Que ce soit pour tester le modèle standard, perfectionner les modèles cosmologiques ou éclaircir les incohérences, de nouvelles mesures plus précises et avec des erreurs mieux contrôlées doivent voir le jour.

1.3 HOPE et les pièges nouvelle génération

Dans la méthode bouteille le principal point délicat est l'extrapolation $\lambda_{Perte}(E) = 0$ permettant d'obtenir τ_n . Le défi est donc de s'affranchir de ce terme afin de mesurer directement le temps de vie du neutron. Le terme le plus important de $\lambda_{Perte}(E)$ étant celui lié aux collisions des UCN avec les parois matérielles du piège, il s'agit de tenter de le supprimer. Les seules possibilités pour remplacer les parois sont d'utiliser uniquement l'interaction gravitationnelle et magnétique. La gravitation ne pouvant que fermer le haut du piège, les champs magnétiques sont nécessaires pour assurer le piégeage dans les autres directions. Ces pièges capables de stocker de manière parfaitement magnéto-gravitationnel des UCN sont appelés pièges nouvelle générations⁴, ils possèdent des $\lambda_{perte}(E)$ bien inférieurs aux pièges matériels. HOPE est piège de ce type. On peut noter deux mesures de temps de vie du neutron publié récemment, en 2018, avec ce type de piégeage par l'expérience UCN τ [41] et l'expérience d'Ezhov et al. [18].

En négligeant les deux sources de pertes que sont l'up-scattering sur les molécules de gaz résiduel et la dépolarisation (et qui seront discutées dans la suite) la population de neutron piégé suit une relation du type :

$$N(t) \propto N_{sous-critique} e^{-\lambda_n t} + \int_{S \setminus \Omega} n_0(\mathbf{x}, \mathbf{k}) e^{-\lambda_{perte}(\mathbf{x}, \mathbf{k}) t} d\mathbf{x} d\mathbf{k}$$

Avec S l'espace des phases entier, Ω le volume de l'espace des phases contenant les neutrons sous-critiques parfaitement piégés, $n_0(\mathbf{x}, \mathbf{k})$ la densité de neutron dans l'espace des phases, $\lambda_{perte}(\mathbf{x}, \mathbf{k})$ la probabilité de perte contenant toutes les sources

4. Les premiers pièges magnétiques ont fait leur apparition avec les premiers UCN. Cependant, à cette époque, leurs performances ne permettaient pas un piégeage complètement magnéto-gravitationnel [2].

de pertes et $N_{\text{souscritique}} = \int_{\Omega} n_0(\mathbf{x}, \mathbf{k}) d\mathbf{x} d\mathbf{k}$ le nombre de neutrons sous-critiques initial.

Le second terme représente la part de neutrons qui n'est pas parfaitement piégée de manière magnéto-gravitationnelle. Ils ont l'énergie nécessaire pour potentiellement sortir ou atteindre les parois du piège, ce sont *les neutrons sur-critiques*. Afin de réellement pouvoir s'affranchir de l'extrapolation il convient alors de s'assurer qu'il n'existe pas de tel neutrons dans le piège, c'est là, le principal enjeu et la principale difficulté des expériences utilisant des pièges nouvelle génération.

L'ajout de champ magnétique introduit une seconde difficulté : ce sont les pertes de neutrons par dépolarisation. La dépolarisation transforme les LFS en HFS. Ces neutrons gagnant instantanément l'énergie potentielle $2\mu_B B(\mathbf{x})$, ils sont projetés contre les sources de champs magnétiques. Ils sont alors perdus lors de leurs collisions sur les parois du piège mais peuvent également être détectés avec un détecteur judicieusement placé. Ces pertes modifiant le temps de stockage mesuré doivent être quantifiées et corrigées. Dans les expériences actuelles ces pertes par depolarisation entraine une correction allant de quelque dixième de seconde [41] à quelque secondes [18].

Un troisième phénomène peut venir influencer la mesure : le chauffage possible des UCN par les vibrations du champ magnétique. Celle-ci sont liées aux vibrations mécanique des sources de champ magnétique. Ces vibrations introduisent une dépendance en temps du champ magnétique et donc une non-conservation de l'énergie : on peut alors anticiper un transfert de trajectoires sous-critiques vers des trajectoires sur-critiques.

Optimiser ces expériences consiste d'un côté à minimiser et quantifier les erreurs systématiques, notamment celles liées aux neutrons sur-critiques et de l'autre à réduire l'erreur statistique en augmentant le nombre de neutrons piégé. Un dilemme se posera alors à chaque opération menant à un gain statistique : en quelle proportion le gain statistique est dû à des neutrons sur-critiques ? Et avec quelle efficacité pouvons-nous supprimer ces neutrons non désirables sans perdre les neutrons sous-critiques gagnés ? En fonction de la réponse à ces questions un gain statistique peut être une amélioration ou au contraire un handicap.

1.4 Production des UCN

Les UCN sont avant tout des neutrons libres, naturellement inexistant dans la nature. La première étape est donc d'arracher des neutrons à des noyaux atomiques, cela peut se faire dans un réacteur nucléaire (comme à l'ILL) ou par spallation (on vient briser les noyaux atomique d'une cible avec un faisceau de particules, généralement des protons. Cela produit une gerbe de neutrons). Cependant ces réactions nucléaires produisent des neutrons rapides, très loin de la gamme UCN. L'obtention des UCN nécessite de refroidir ces neutrons. Ce processus se fait en plusieurs étapes.

La modération et les sources froides

Le principe pour refroidir les neutrons provenant des réactions nucléaires est de les faire diffuser élastiquement dans des matériaux riches en éléments légers (comme

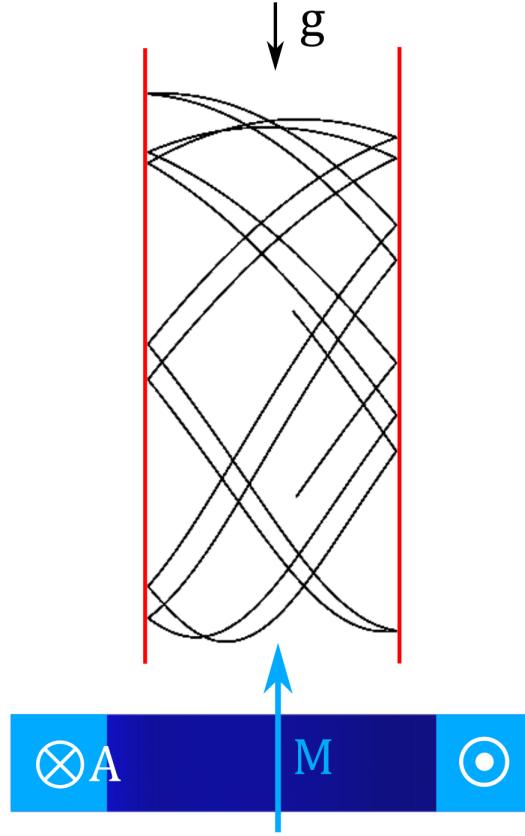


Figure 1.5 – Trajectoire d’un neutron (en noir) dans un piège utilisant le champ gravitationnel, des parois matérielles (en rouge) et un champ magnétique produit par une bobine (en bleu)

de l’hydrogène ou du deutérium) maintenus à la température visée. Ces atomes ayant une masse proche de celle du neutron, celui-ci transfère une partie importante de son énergie à chaque collision. Au bout de quelques collisions le neutron est thermalisé à la température du médium, c’est la modération des neutrons. Son spectre acquiert alors une distribution proche d’une Maxwellienne :

$$n(E) \propto \sqrt{\frac{E}{k_B T}} e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

où E est l’énergie des neutrons, T est la température du médium et k_B la constante de Boltzmann.

Dans certains types de réacteurs nucléaires cette thermalisation des neutrons est nécessaire pour maintenir la réaction en chaîne. C’est généralement un des rôles de l’eau (ou de l’eau lourde) entourant le cœur du réacteur. Les premiers UCN observés l’ont été de cette manière, sans refroidissement supplémentaire. Ils ont été extraits du spectre thermique du réacteur grâce à des guides ne transmettant que les très basses énergies [54, 33]. La technique est ensuite perfectionnée en introduisant des sources froides à 20 K au sein même du réacteur pour une modération vers des

énergies plus basses [4].

Cette manière de faire n'est toutefois pas très efficace : même pour un milieu modérateur à une très basse température réaliste (~ 20 K) seule une fraction minime des neutrons est convertie en UCN ($T_{UCN} = 3$ mK). Ainsi pour une source froide à 20 K qui thermalise parfaitement les neutrons, seul $\sim 0.0001\%$ seront dans la gamme UCN. Comme en pratique les neutrons ne sont que très imparfaitement thermalisés la fraction d'UCN est encore plus faible. Un autre inconvénient peut être noté : ces sources froides devant être très proche de la source de neutrons libre il est généralement difficile de positionner les expériences proches. Les UCN doivent alors être transportés sur de longues distances créant des pertes importantes dues au nombre non négligeable de rebonds dans les guides. Déporter la source UCN vers l'expérience est donc intéressant dans la plupart des cas.

Production par *amortie* de neutrons

D'autres méthodes ont alors été développées. La production d'UCN consiste à retirer quasiment toute l'énergie des neutrons or la mécanique classique indique que lors d'une collision à deux corps il existe deux situations où la particule incidente transfère l'intégralité de son énergie à la seconde particule. La première situation est "*l'amortie*". Si une particule incidente n de vitesse v_n à une masse négligeable par rapport à celle du corps cible $m_n \ll m_c$ et si ce dernier se meut à la vitesse $v_n/2$ alors la particule incidente sera immobile après collision.

C'est la méthode utilisée à l'ILL avec "*la turbine*". Des neutrons provenant d'une source froide à température $T \approx 24$ K sont extraits par un guide vertical courbe qui transmet à une turbine les neutrons de longueur $\lambda > 2$ nm. Dans cette situation les neutrons transmis à la turbine ne correspondent pas à une maxwellienne de $T = 24$ K ils ne séjournent pas suffisamment longtemps dans la source froide pour que la thermalisation soit complète. Les neutrons transmis rebondissent contre les pales de la turbine. La vitesse de rotation de celle-ci peut être réglée afin d'optimiser la production d'UCN. Il s'agit formellement de trouver la vitesse de rotation tel que les pales qui rentrent en collision avec les neutrons aillent deux fois moins vite que le maximum du spectre incident. En pratique la partie des pales rentrant en collision avec les neutrons avance avec une vitesse $v \approx 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, cela signifie que ce sont les neutrons de la gamme de vitesse entre 44 et 56 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ qui sont transformés en UCN ($v < 6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Cette turbine en activité depuis 1987 tourne encore aujourd'hui avec succès. Elle reste l'une des sources d'UCN les plus stables et les plus intenses du monde [9].

Production par diffusion inélastique dans un médium

Le deuxième cas intéressant découlant de la conservation de l'énergie impulsion est "*le carreau de pétanque*". C'est la situation où une particule incidente n de masse m_n percute un corps c immobile de masse égal $m_c = m_n$. Après collision n est immobile et a transféré toute son énergie à c . Cette méthode est également utilisable pour produire des UCN.

Il faut trouver un médium contenant des corps parfaitement immobiles de la masse du neutron sur lequel faire diffuser les neutrons incidents. Il faut un médium

absorbant très peu les neutrons afin que les neutrons incidents et les UCN ne soient pas perdus dans le médium. En effet, les UCN étant relativement lents ils passent un temps considérable dans le médium (de ~ 1 s à ~ 1000 s). Une section efficace bien que considérée ordinairement comme assez faible peut donc devenir problématique. Un premier candidat naïf serait l'hydrogène. Déjà utilisé pour la thermalisation de par sa masse très proche du neutron il pourrait faire un bon candidat mais il est techniquement extrêmement compliqué de le refroidir à la température nécessaire pour une thermalisation par modération ($T < 1$ mK) et de plus sa section efficace de capture bien que raisonnablement faible est trop importante. Il existe un élément remarquable qui va nous permettre cela : l'Hélium 4. Ce dernier se distingue pour deux raisons :

- il possède une section efficace de capture *strictement* nulle. Ce qui signifie qu'un neutron peut se propager indéfiniment dans de l'Hélium 4 sans jamais être capturé.
- à l'état de superfluide ($T < 2.17$ K) sa courbe de dispersion croise celle du neutron libre pour $E_0 = 1.0$ meV (ou $\lambda_0 = 8.86$ Å). Cela signifie que des phonons d'énergie E_0 ont une masse effective égale à celle des neutrons. Les neutrons d'énergie E_0 peuvent donc diffuser dans l'hélium et créer un phonon, lui cédant toute leur énergie et leur impulsion.

En pratique ce sont les longueurs d'ondes voisines de 8.86 Å qui participent à la production d'UCN puisque nous ne cherchons pas à produire des neutrons parfaitement immobiles mais des neutrons de faible vitesse. C'est toute la plage $[8.812 \text{ Å}, 8.917 \text{ Å}]$ qui participe à la production d'UCN $E < 250$ neV [57]. Si le spectre est blanc sur cette plage la production est homogène dans l'espace des phases [1]. Cela signifie en particulier que l'espace des vitesses (v_x, v_y, v_z) est peuplé de manière homogène. Cela correspond à un spectre de production :

$$S(E) \propto \sqrt{E}$$

ou E est l'énergie cinétique des UCN produits dans le référentiel du médium. Mentionnons finalement qu'il est possible de produire des UCN avec des neutrons froids hors de la plage à 8.86 Å par diffusion multi-phonons. Bien que la probabilité soit significativement plus faible, l'espace des phases initial étant beaucoup plus grand la contribution à la production d'UCN peut être significative ($\sim 24\%$ de la production totale sont produits par diffusion multi-phonons pour un spectre initial sortant de la source froide de l'ILL à $T \approx 24$ K [8]). Parmi tous les UCN produit seul ceux d'énergie inférieur au potentiel optique V_f des parois du volume de production vont être efficacement conservé. Le choix de V_f joue un rôle crucial dans les performances de la source.

Une fois les UCN produits deux solutions sont possible, les utiliser in-situ [7] ou les extraire de l'hélium superfluide pour les emmener vers une expérience. Dans ce second cas le volume de conversion contenant l'hélium superfluide doit posséder une sortie permettant l'extraction des UCN. Le volume doit donc avoir les caractéristiques d'un piège UCN pour limiter les pertes lors du temps que les UCN vont mettre à trouver la sortie. Ainsi le η des parois du volume de production joue un rôle important dans les performances. Les neutrons peuvent également être perdus dans l'hélium car, si ils ne peuvent être capturés, il est possible de les expulser de la

gamme UCN par up-scattering sur des phonons. Cette probabilité dépend du nombre de modes de phonons excités, lui-même directement dépendant de la température de l'hélium. Plus la température est importante plus les pertes seront importantes :

$$\lambda_{up}^{4He}(T) = Ae^{-\frac{E}{T}} + BT^7 + CT^{\frac{3}{2}}e^{\frac{E}{T}} \quad (1.6)$$

où T est la température de l'hélium superfluide A , B et C des facteurs légèrement dépendants de la température [22]. Ce terme de perte est très sensible à la température. En pratique, aux intensités de faisceau de neutron froid existant, il est nécessaire d'avoir une température du bain $T \leq 1$ K pour que la perte par up-scattering soit tolérable et que le nombre d'UCN extrait soit significatif. Une température plus basse, $T \leq 0.6$ K est préférable pour que cette perte soit négligeable devant les autres sources de pertes. (voir figure 1.6). Figure 1.6 sont représentés, en fonction de la température du bain, la perte pour les 3 termes liés à l'up-scattering (en utilisant les coefficients A , B et C donnés par [22]), la décroissance β et la perte liée au Fomblin pour un neutron d'énergie 50 neV (en utilisant le paramètre de perte théorique du Fomblin $\eta = 6.4 \times 10^{-7}$) et pour un volume des dimensions de SUN2 qui est la source d'UCN présenté dans la suite de ce travail. Il est également représenté le spectre dans l'hélium superfluide ($V_f = 18.8$) à l'équilibre en fonction de la température de la source pour deux revêtements différents : beryllium ($V_f = 250$ et $\eta = 1 \times 10^{-5}$) et Fomblin ($V_f = 106$ et $\eta = 6.4 \times 10^{-7}$). On utilise la relation suivante pour décrire le spectre présente dans la source à l'instant t :

$$n(T, E, t) = \frac{\Phi\sqrt{E}}{\lambda_{pertes}(T, E)}(1 - e^{-\lambda_{pertes}(T, E)t}) \quad (1.7)$$

avec $\Phi\sqrt{E}$ le taux de création d'UCN par seconde et par neV (hypothèse de création homogène dans l'espace des phases). A l'équilibre le spectre s'exprime alors comme :

$$n(T, E) = \frac{\Phi\sqrt{E}}{\lambda_{pertes}(T, E)} \quad (1.8)$$

Il est à noter que cette relation est uniquement valable pour les températures froides ($T < 1$ K) où la diffusion sur simple phonon est dominante. A plus haute température les processus multi-phonons viennent augmenter les pertes et rendent la relation 1.6 obsolète [59, 23, 58].

Des UCN produits de cette manière ont été observés pour la première fois en 1978 [5], néanmoins c'est seulement depuis une dizaine d'années que des sources de ce type produisent des UCN pour alimenter des expériences.

1.5 La source SUN2

SUN2 (Source of Ultra cold Neutron 2) est une source d'UCN dite superthermale utilisant la diffusion inélastique dans de l'hélium superfluide. Elle est l'amélioration d'un premier prototype : SUN [61, 62]. On peut trouver dans les références suivantes des informations sur la conception de SUN2 et ses premiers résultats : [31]. Un des

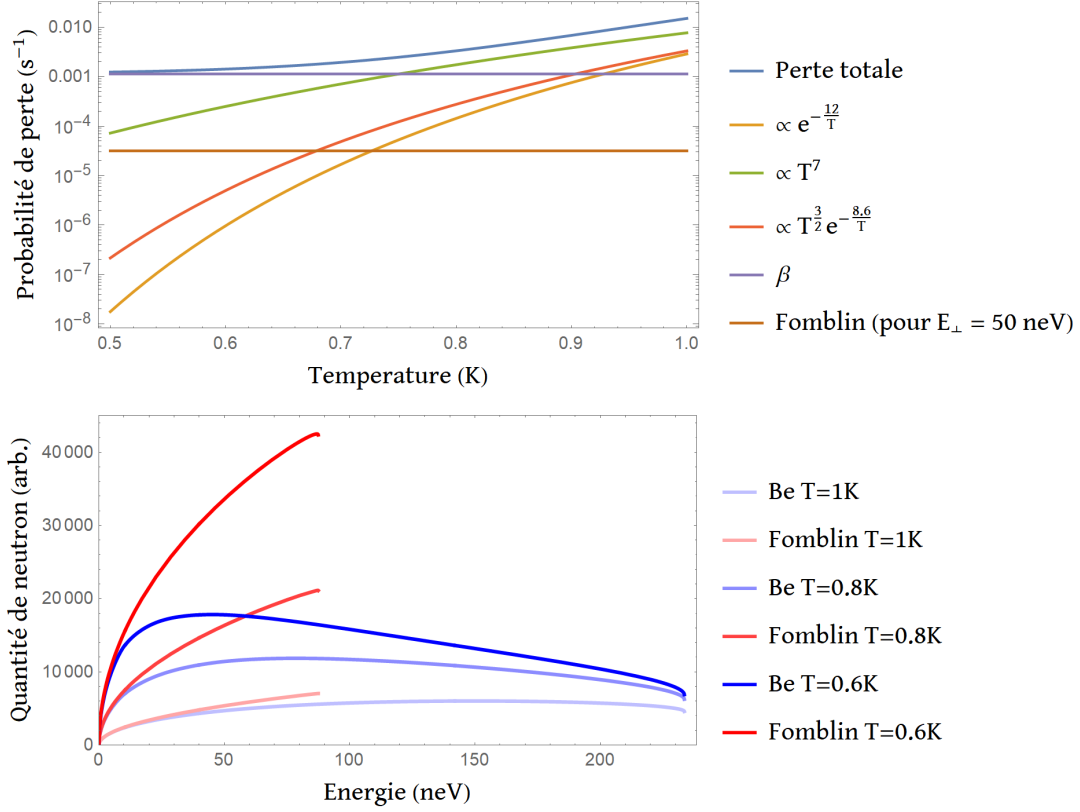


Figure 1.6 – **En haut** : Pertes par seconde dues à : l’up-scattering dans l’hélium en fonction de la température pour chacun des trois termes, la décroissance β et la perte pour un neutron de 50 neV dans un volume des dimensions de SUN2 recouvert de Fomblin $\eta \approx 6 \times 10^{-7}$. **En bas** : Le spectre attendu dans SUN2 pour trois températures différentes pour des parois en Fomblin $\eta \approx 6 \times 10^{-7}$ et des parois en béryllium $\eta \approx 5 \times 10^{-5}$

objectifs du travail présenté ici est de coupler cette source avec une expérience de mesure du temps de vie du neutron.

1.5.1 Détails techniques de SUN2

SUN2 (voir figure 1.7) est constituée d’un volume de production UCN de 4 l composé d’un guide de section carré 8×8 cm par 50 cm de long et accolé en bout d’un élément de $10 \times 10 \times 8$ cm. Ce volume peut être constitué par des supermiroir revêtus de béryllium ou par des plaques d’aluminium recouvertes de graisse Fomblin. Les neutrons sont extraits vers le haut par un orifice de diamètre 2 cm. Cet orifice peut être fermé par une vanne. Les volume entier est immergé dans un bain d’hélium superfluide d’environ 10 l maintenu à $T \sim 0.6$ K, et il est traversé par un faisceau de neutrons froids de même section que le volume de production. Les neutrons froids proviennent d’un monochromateur distribuant les neutrons de 8.9 Å et ses harmoniques (4.45 Å et 2.23 Å). L’intensité du faisceau est de $\sim 1.0 \times 10^9$ neutrons $\cdot$ s⁻¹ $\cdot$ Å⁻¹ $\cdot$ cm⁻² à 8.9 Å. En prenant un taux de production théorique par diffusion simple phonon dans la gamme de 0 à 233 neV de [50] :

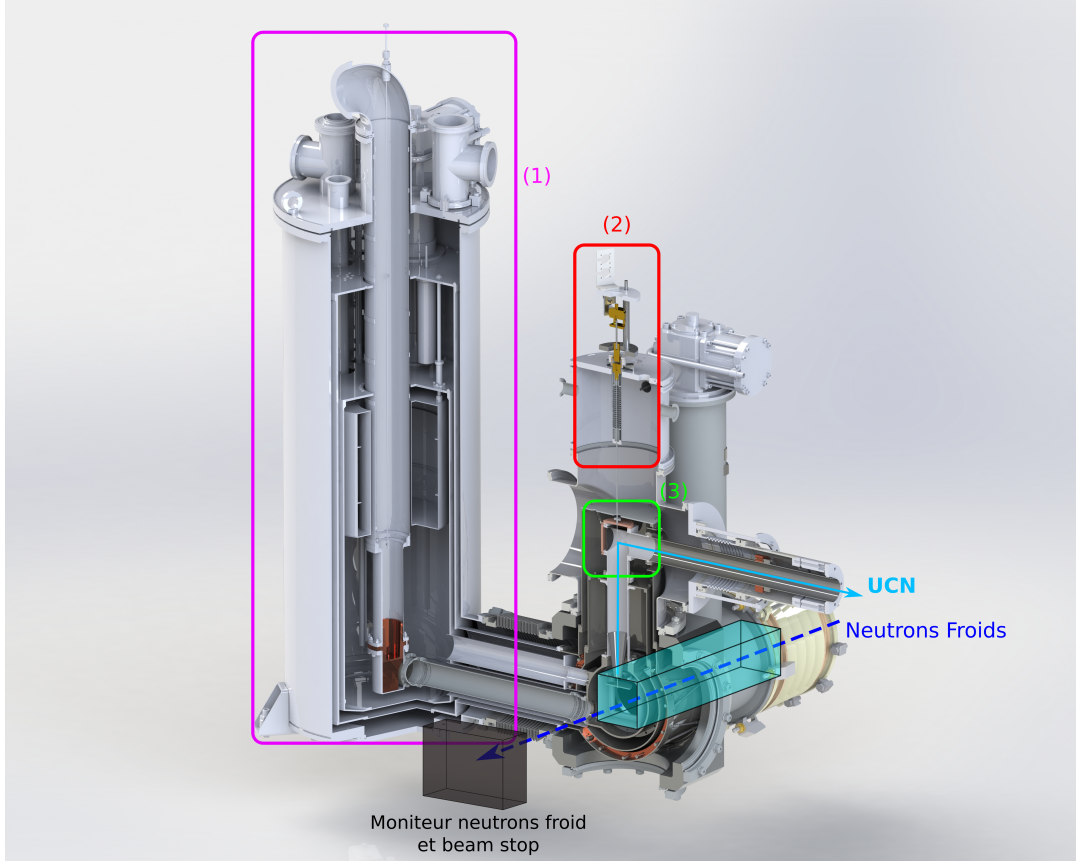


Figure 1.7 – Vue en coupe de SUN2. Les neutrons froids (en tiret bleu) traversent l’hélium superfluide (représenté schématiquement par le cube bleu clair). Les UCN produit sont extrait de la source à travers l’extraction verticale (trait bleu clair). (1) tour de refroidissement de l’hélium 3 et l’hélium 4. (2) mécanique de la vanne UCN permettant l’ouverture et la fermeture du volume de production. La vanne est au niveau de l’hélium et n’est pas visible sur la coupe. (3) nouveau coude d’extraction coupant les radiations thermiques vers l’hélium superfluide (voir [30]).

$$(4.97 \pm 0.38 \times 10^{-8} \text{ neutrons} \cdot \text{\AA} \cdot \text{cm}^{-1}) \left. \frac{d\phi}{d\lambda} \right|_{\lambda=8.9}$$

on obtient alors un taux de production d’UCN de $\sim 16\,000 \text{ UCN} \cdot \text{s}^{-1}$ au sein du volume de production. Ils sont répartis de manière homogène dans l’espace des phases (ce qui équivaut à $\sim 4500 \text{ UCN} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la gamme piégée par le Fomblin, de 0 à 106 neV). La production par multi-phonons étant environ 100 fois moins intense pour ce faisceau monochromatique, elle peut être ignorée [50].

La source peut fonctionner en mode continu : produisant continuellement des UCN, on observe en sortie après environ $\sim 1 \text{ m}$ de guide de diamètre 50 mm, un flux de 3000 UCN/s. Elle peut également fonctionner en mode ”pulsé” : les neutrons sont accumulés pendant un certain temps dans le volume de production et sont relâchés d’un seul coup. En permettant momentanément une densité de neutrons plus importante que le mode continu, ce type de fonctionnement peut se révéler utile pour les expériences de stockage. En effet, dans le cas des expériences de stockage

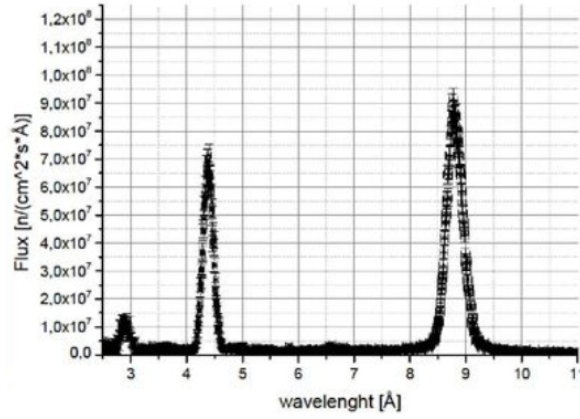


Figure 1.8 – Le spectre du faisceau transmis par le monochromateur et alimentant SUN2

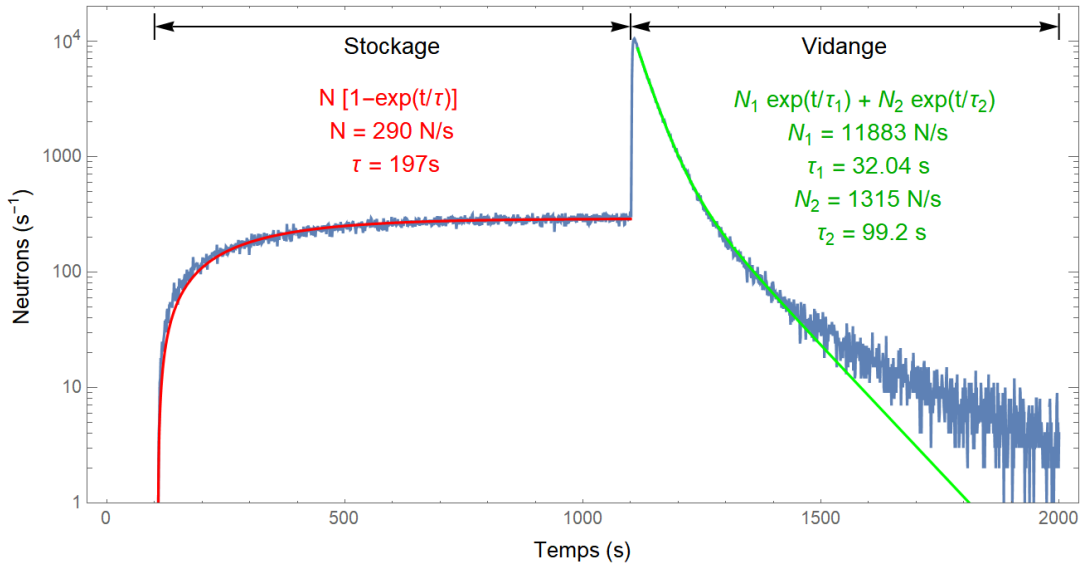


Figure 1.9 – Cycle de remplissage et vidange de la source SUN2.

plus la densité de neutrons est importante au moment de la fermeture du piège plus le nombre de neutrons piégés est important. La source UCN peut ensuite être remplie durant l'expérience afin d'être prête quand il est nécessaire de remplir à nouveau le piège. Pour le fonctionnement en mode pulsé, on observe un signal séparé en deux périodes : la période de stockage dans la source et la période de vidange de la source (voir figure 1.9).

Durant le stockage on peut observer l'évolution de la population de neutrons à l'intérieur de la source grâce à une fuite dans le clapet permettant d'ouvrir et fermer la source. Pour une production mono-énergétique le nombre de neutrons stocké suit théoriquement un comportement du type $(\alpha/\lambda)(1 - e^{-\lambda t})$ ou α est le taux de production de neutrons par seconde et λ la probabilité de perte par neutrons et par seconde. On retrouve donc approximativement ce comportement dans l'extraction, les différences s'expliquent par une production non mono-énergétique. Chaque population d'énergie différente ont un λ , un α et une fonction d'extraction et de transmission à travers les guides différente. Le signal mesuré n'est donc pas exac-

tement celui de l'approximation mono-énergétique. Néanmoins cette approximation est utile pour caractériser le temps de saturation de la source (figure 1.9 on obtient $\tau = 1/\lambda = 197$ s). Celui-ci dépend de l'état de la source (propreté du volume de production, température du bain superfluide). Il généralement de l'ordre de 200 s, ainsi des temps de stockage entre 700 s et 1000 s sont suffisants pour atteindre la densité maximum de neutrons. Néanmoins la fuite utilisée pour suivre cette évolution n'est pas exactement caractérisée et est peu reproductible entre deux ouvertures de la source. Ainsi seule l'information du temps caractéristique est exploitable, l'intensité du signal directement dépendant des dimensions de la fuite apporte une information peu fiable. La vidange correspondant à l'ouverture de la source et à l'extraction aussi rapide que possible de tous les neutrons vers un détecteur permet quant à elle de définir les performances de la source. Celle-ci est définie grâce à l'intégrale du pic d'extraction. Dans les meilleures conditions – $T_{PV} = 0.6$ K, volume de production en aluminium recouvert de Fomblin et guide court et sans obstacles – il a été mesuré 800 000 UCN extrait. Dans les conditions de fonctionnement actuelles comprenant notamment des guides plus longs avec des courbes, un répartiteur 3 voies (guides mobiles servant à distribuer le faisceau) et une feuille de séparation (voir paragraphe suivant) il est extrait avec régularité entre 400 000 et 500 000 UCN. Il serait entre autre nécessaire de déterminer à quelle fréquence doit être rafraîchi le revêtement de graisse Fomblin du volume de production et si la remise à l'air est néfaste de par les poussières qu'il contient. Il est possible de décrire empiriquement et approximativement le pic d'extraction par un modèle de double exponentielle permettant d'évaluer les temps caractéristiques d'extraction, celui-ci dépend du spectre contenu dans la source et de l'état des guides d'extractions.

Décroissance de la source et feuille de séparation des vides

Deux contraintes nous imposent de séparer le vide expérimental de la source UCN :

- Premièrement la pression de vapeur saturante de l'hélium superfluide à $T = 0.6$ K est $P = 10^{-3}$ mbar il est donc nécessaire de séparer les vides si l'on veut mener des mesures nécessitant un vide poussé. L'hélium étant un gaz léger il est plus difficile à pomper et la pression minimale atteinte est moins basse que pour une composition isotopique de gaz plus lourd (di-azote, di-oxygène, eau etc.). Nous verrons dans la suite qu'une pression de 10^{-3} mbar engendre une erreur trop importante sur la mesure du temps de vie et qu'il est nécessaire d'avoir un vide poussé $P < 10^{-6}$ mbar.
- Nous observons une baisse du nombre d'UCN produit par la source au court du temps. Cette décroissance est potentiellement due à la quantité croissante de gaz résiduel cryopompée sur les parois (froides) des guides d'extractions de la source. Cette décroissance est problématique pour deux raisons : d'une part elle mène à une perte de précisions statistiques et d'autre part elle peut déformer le spectre. Cette déformation incontrôlée peut venir biaiser les mesures de piégeage utilisant ces neutrons.

Pour ces deux raisons une feuille étanche séparant la source d'UCN du vide expérimental est nécessaire. Le vide du côté source devra répondre à des contraintes de proche de celles de l'ultra-vide notamment des joints métalliques ayant un très

faible dégazage. La feuille de séparation des vides devra être étanche au vide tout en laissant passer les UCNs.

Afin d'avoir la meilleure transmission possible, il convient d'utiliser une feuille la plus fine possible avec un potentiel de Fermi bas, voir négatif si possible. Néanmoins la feuille doit pouvoir supporter une différence de pression pouvant atteindre 100 mbar entre le vide parfois dégradé du bain hélium 4 et le vide expérimental ($P_{exp} \ll 1$ mbar). Toute opération de maintenance sur la feuille (par exemple suite à une rupture) nécessite de réchauffer à température ambiante le cryostat. Cette opération durant environ 5 jours dans sa totalité (réchauffer le cryostat, changer la feuille et refroidir et retrouver des conditions stable de production d'UCN), la robustesse de la feuille est importante.

Il a été choisi une feuille en polyéthylène (potentiel de Fermi -9.2 neV) de $4\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur soutenue par une grille en nid d'abeille en inox 301 (potentiel de Fermi 185 neV). La transmission du dispositif est d'environ 70%, laissant présager un gain d'UCN significatif possible en utilisant une feuille plus fine (90% en transmission d'après des tests). Cependant conserver une feuille plus épaisse présente des avantages de sécurité. En effet, il a été constaté que la feuille de $4\text{ }\mu\text{m}$ tient une pression de l'ordre de 0.5 bar sur plus d'une heure, apportant une sécurité en cas de rupture partiel du vide expérimental. Ce n'est pas le cas avec des feuilles plus fines. Cette fragilité et le temps qu'elle peut couler en disponibilité de l'expérience nous a fait préférer une feuille plus épaisse lors des phases de test mais il est à garder à l'esprit qu'un gain de transmission des UCN d'environ 20% est possible.

Il convient finalement de préciser que l'installation de la feuille de séparation des vides concorde avec le remplacement de la majeure partie des joints O-ring en fluorélastomère FKM par des joints aluminiums possédant un dégazage significativement moindre. Bien que l'influence du dégazage des joints sur la baisse de l'intensité de la source n'est pas été étudiée, il semble raisonnable, par principe de précaution, d'utiliser des joints aluminium afin de limiter les contaminations possibles.

1.5.2 Stabilité de SUN2 durant le cycle de Septembre-Octobre 2018

La feuille de séparation des vides a été testée sur une longue durée en même temps que le couplage de HOPE et SUN2 sur le cycle réacteur de Septembre à Octobre 2018. Durant ce cycle trois problèmes sont venus perturber les résultats. Le premier problème est une rupture du vide expérimental. La pression est montée à une pression ~ 250 mbar (pression très mal évalué) dans les guides (pression en fonctionnement normal à $< 10 \times 10^{-6}$ mbar). La feuille n'a pas cassé et est restée étanche. Cependant la force exercée par la pression a étirée la feuille. La feuille n'a pas été changée. Comme modification notable venant affecté la transmission on peut noter un angle moyen d'incidence des neutrons modifié (feuille distendue) et un amincissement. Cet événement survenu le 25 Septembre est représenté par la ligne en pointillés noirs dans les figures qui suivent. On note un gain statistique après cet événement, laissant penser que la transmission a augmenté. Le second problème est la défaillance d'une pompe sur le circuit hélium-3 du cryostat entraînant une hausse de température trop importante. Les diverses opérations pour résoudre ce problème

ont mené à une baisse du niveau d'Hélium superfluide dans la source (indiqué par une zone verte sur les figures suivantes) et bien que nous ayons re-rempli la source, il n'est pas garanti que le niveau d'hélium est retrouvé son niveau initial. Finalement le réacteur a subi un arrêt en court de cycle. La reprise s'est faite à une puissance inférieur, de 51 MW à 35 MW (zone rouge sur les figures suivantes) entraînant une baisse du flux de neutrons froids incident. Ces trois incidents délimitent quatre périodes que nous traitons indépendamment.

Plusieurs remarques peuvent néanmoins être faites à l'issue de ces mesures :

- la décroissance de la production est évaluée sur les quatre périodes à -0.4%, -1.23%, -0.42% et -1.17% par jour (Figure 1.10 au milieu). La perte totale du début du cycle au 15 Octobre (c'est-à-dire la perte moyenne durant les 3 première périodes) est de -0.36% par jour. Les opérations effectuées durant la pause en vert rendent cette valeur peu fiable. D'un point de vue statistique -0.4% (respectivement -1.23%) par jour correspond à une diminution du nombre d'UCN fournis par la source au bout de 50 jours de 18% (resp 46%) et une perte totale de statistique d'environ 9.5% (resp 25%). Une perte inférieure à 1% est donc significative sans être rédhibitoire. Néanmoins l'effet inconnu sur le spectre reste problématique puisque c'est une quantité non négligeable de neutrons qui est affectée.
- nous observons une corrélation entre la production d'UCN corrigée de la décroissance de la source et la puissance du réacteur. Les résidus figure 1.10 sont corrigé afin de les décorrélés de la puissance du réacteur.
- la variance des résidus (bandes grises sur la figure) est entre 2.5 et 7 fois supérieur à celle attendue pour de simples fluctuations statistiques (bandes de couleurs).
- nous n'observons pas de corrélation entre la température du volume de production et l'intégrale totale du pic d'extraction. Nous n'observons pas non plus de corrélation entre la température et les résidus des ajustements de la décroissance. La température n'est donc pas la principale source de variation.
- il y a une corrélation globale entre le nombre d'UCN extrait par la fuite lors du remplissage et le nombre d'UCN extrait lors de la vidange (voir figure 1.11). Cependant comme cette corrélation dépend de la taille de la fuite (peu répétable et non mesurable) et des conditions exactes de la source (température, décroissance) la fuite ne peut être utilisée pour anticiper de manière précise le nombre d'UCN extrait.
- le temps caractéristique de vidange de la source présente des variations (voir figure 1.12) et est globalement décroissant. Néanmoins excepté pour le dernier jeu de mesures ou cette décroissance est marquée, il est difficile d'associer la baisse de ce temps à une dégradation de la source ou aux divers événements qui ont eu lieu entre les jeux de données.

Finalement nous constatons donc une décroissance de la source de l'ordre de $\sim 1\%$ par jour, un temps caractéristique d'extraction qui se raccourcit et une fluctuation inexpliquée.

Au sujet de la décroissance il serait nécessaire de refaire des séries de mesure plus longues et dans des conditions de température et d'état de la feuille mieux contrôlées afin de dégager des résultats et des corrélations plus évidentes.

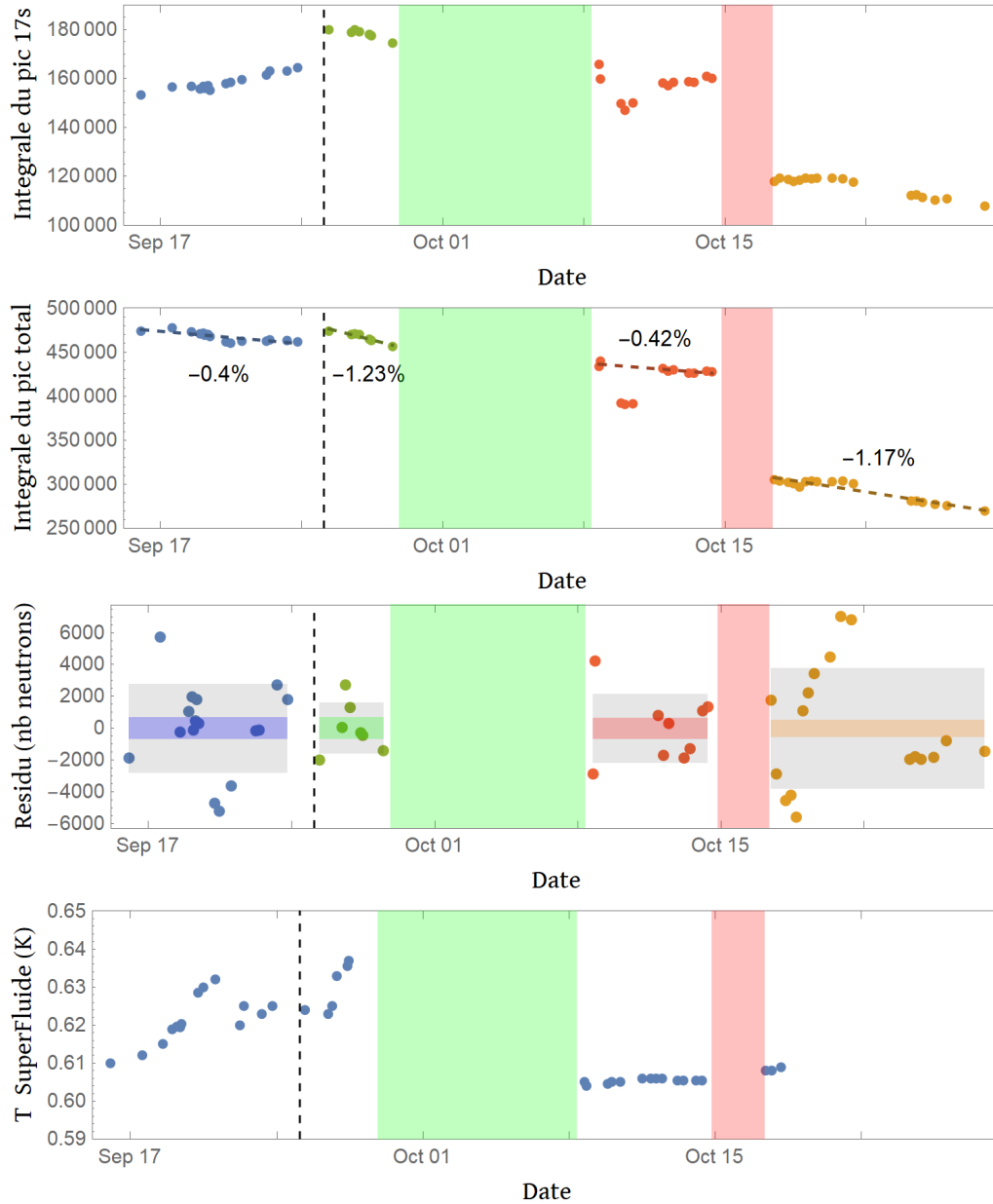


Figure 1.10 – **En haut** : Intégrale du pic d'extraction sur les 17 premières secondes. **Au milieu haut** : Nombre total de neutrons extrait du volume de production. En trait pointillés orange les ajustements linéaires déterminant la décroissance de la source. **Au milieu bas** : Les résidus des ajustements précédents et de la correction due au réacteur. Les rectangles colorés représentent l'écart type attendu pour la distribution des résidus si le nombre d'UCN suivait une loi de poisson, en noir l'écart type des résidus. **En bas** : température du bain hélium superfluide au moment des différentes mesures.

Pour les fluctuations l'hypothèse principale provient du répartiteur 3 voies qui se trouve entre la sortie de la source et le détecteur utilisé. La répétabilité de son positionnement n'est pas fiable, un léger de-alignement peut expliquer un écart-type supérieur à celui attendu dans le cas d'une loi de poisson. La mécanique de ce répartiteur étant crucial pour assurer la répétabilité de l'expérience, ce point est à étudier



Figure 1.11 – **En haut** : Intégrale du pic d'extraction sur les 17 premières secondes en fonction de l'intégrale de la fuite. **En bas** : Intégrale total du pic d'extraction en fonction de l'intégrale totale de la fuite.

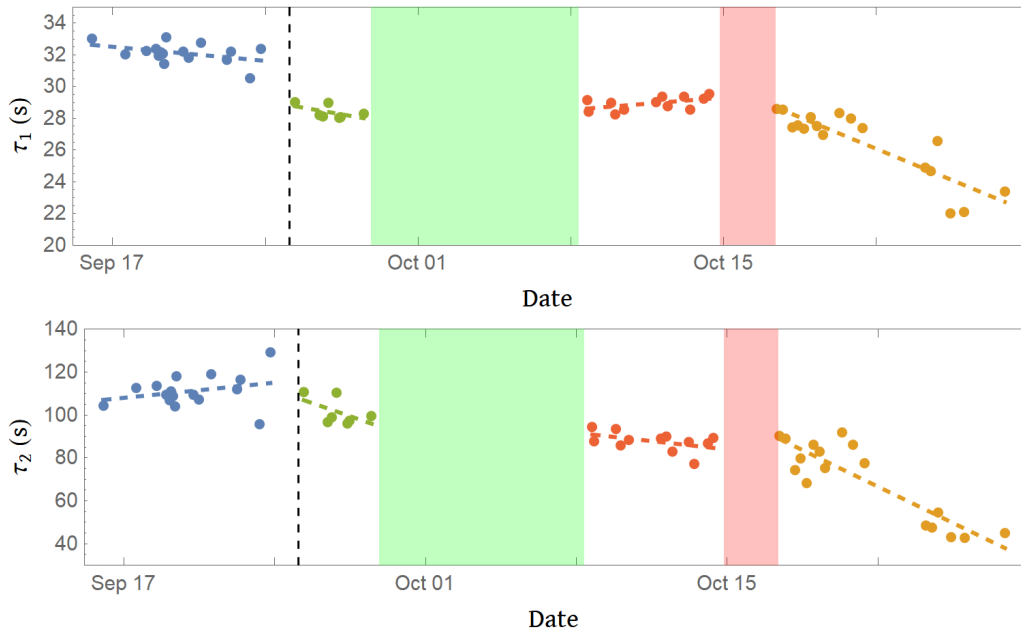


Figure 1.12 – **En haut** : temps caractéristique d'extraction τ_1 obtenu pour un ajustement double exponentiel (figure 1.9). En traits pointillés, l'ajustement linéaire de chaque jeu de données. **En bas** : temps caractéristique d'extraction τ_2 obtenu pour un ajustement double exponentiel.

et à améliorer. Ce défaut est également problématique pour l'expérience de temps de vie HOPE, puisqu'il entraîne un problème de répétabilité. Contenu des précisions

statistique des mesures présentés dans la suite de se travail, du fait qu'elles se déroulent sur des temps maximums d'environ 24 h et qu'elles sont effectuées de manière à compenser les variations de la source on a négligé ce problème. Néanmoins dans la perspective d'utiliser SUN2 pour une mesure de précision et de manière générale pour alimenter des expériences sensibles au spectre des neutrons il est nécessaire de continuer à améliorer la source, afin de pouvoir réduire le plus possible cette décroissance. Il est également important de déterminer une procédure permettant de quantifier l'erreur qui en découle.

Chapitre 2

HOPE

L'expérience HOPE - Halbach-type Octupole PERmanent magnet UCN trap – est un piège pour UCN nouvelle génération installé à l'Institut Laue-Langevin sur la source d'UCN SUN2. Ce piège, dont l'objectif est de mesurer le temps de vie du neutron sans extrapolation est conçu pour pouvoir piéger des UCN de manière complètement magnéto-gravitationnel. Il peut être utilisé en mode *comptant les survivants* ainsi qu'en mode *comptant les morts* (électrons ou protons ou les deux). Ce chapitre est présente l'expérience HOPE. De nombreuses informations complémentaires sur sa conception et ses premières utilisations sont disponibles dans les travaux de thèse de Kent Leung [31] et de Felix Rosenau [48]. Les informations sur SECOND, le détecteur d'électrons dédié au *comptage des morts*, sont présentées dans le travail de thèse de Fabien Lafont [30].

2.1 Présentation technique

Le champ magnétique nécessaire au piégeage étant partiellement produit par des bobines supraconductrices nécessitant de très basses températures ($Cu : NbTi$, température critique ~ 10 K), HOPE se présente comme un cryostat d'environ 2 m contenant les bobines plongées dans un bain d'environ 220 l d'hélium liquide. Le reste du champ magnétique de piégeage est assuré par un assemblage d'aimants permanents ($Nd_2Fe_{14}B$) arrangés dans une configuration proposée par Halbach [25] (nommé *Halbach array*) qui vient se glisser au centre du cryostat. Ces aimants nécessitent également d'être refroidis ($T = 120$ K) pour éviter leur démagnétisation [31]. Ils sont découplés du cryostat et possèdent leur propre système de refroidissement par azote liquide [48] permettant d'atteindre la température nominale en environ 7 h. Au centre des aimants un tube en acier inoxydable forme le piège matériel ($V_f = 183$ neV) que seul les neutrons sur-critiques verront. Le découplage n'étant pas parfait on peut observer un refroidissement par rayonnement des aimants lorsque ces derniers sont à température ambiante et que le cryostat est froid. Pour maintenir les aimants à température ambiante un chauffage d'environ 15 W est suffisant. Ce même chauffage peut être utilisé à 800 W permettant de réchauffer les aimants depuis leur température de fonctionnement (120 K) à la température ambiante en environ 5 h. Maintenir les aimants et le tube interne à température ambiante est important lors ce que l'expérience n'est pas sous vide pour éviter la condensation et

le gel de l'humidité ambiante sur les parois du piège (allongeant par la suite le temps de pompage et modifiant l'état de surface du tube interne ce qui pose des problèmes de répétabilité). De plus être en capacité de réchauffer les aimants rapidement réduit les pertes de temps de faisceau.

L'extrémité supérieure du tube central est laissée ouverte afin de permettre à un dispositif de nettoyage des neutrons d'être introduit et manipulé par le haut. Le dispositif utilisé pour les mesures présentées dans ce travail est un absorbeur radial (élément 14 en 2.1) composé d'un tube en acier inoxydable de 0.5 mm d'épaisseur et recouvert de titane. Il vient épouser au plus proche le tube central. Le titane possédant un potentiel de Fermi négatif, $V_f = -50.8$ neV il s'avère être un bon absorbeur [44]. Nous avons également utilisé un tube de polyéthylène ($V_f \sim -9$ neV). L'orifice du haut permet également de pomper efficacement le volume de piégeage sur un diamètre important (DN200) avec une pompe turbo *HiPace-800* (3). Les autres pompes turbo utilisées pompent à travers des impédances significativement plus grandes (petit orifice, tombak etc.) : c'est donc la pompe supérieure qui joue le rôle important dans l'obtention d'un bon vide. La pression la plus basse mesurée après une semaine de pompage est de $p_{min} = 9 \times 10^{-8}$ mbar sur la sonde (2) et $p_{min} = 1 \times 10^{-6}$ mbar sur une sonde non présente sur la figure située sous le switch (17). Précisons qu'il doit être pris en compte la paroi froide du tube central pour extrapoler la pression au sein du piège.

A l'extrémité inférieure du tube se trouve l'arrivée des UCN et un switch possédant deux positions (17). Une position permettant la vidange du piège vers le détecteur et l'autre permettant d'insérer dans le piège un piston en téflon (16). Ce piston a deux usages : pousser les neutrons dans le piège et aider au nettoyage des neutrons sur-critiques. Or, lors des mesures effectuées en 2014 à l'ILL l'usage du piston pour pousser les neutrons dans le piège conduisait systématiquement à un nombre de neutron piégé nul. Lors de mesures récentes sur SUN2 le même problème a été observé. La source supposée de la disparition des neutrons est un léger élargissement du rayon interne du piège au niveau de la jonction du tube central (~ 0.5 mm). Un insert en cuivre (15) et un nouveau piston s'ajustant au plus proche de ce dernier ont été confectionnés modifiant le bas de l'expérience. Comme nous le verrons, l'usage du piston ne conduit plus à une disparition des neutrons et donne des résultats très satisfaisants. Lorsque le switch est en position de vidange les neutrons tombent dans un guide oblique en acier inoxydable puis rejoignent un guide vertical de 70 cm de long revêtu de nickel molybdène aboutissant à un détecteur type "Dunya" (détecteur de neutron fonctionnant à l'hélium 3 dont la fenêtre est une feuille d'aluminium). Le détecteur est positionné 1.45 m en dessous de la sortie du piège permettant un gain de ~ 148 neV. Les UCN peuvent ainsi franchir aisément la feuille d'aluminium du détecteur ($V_f = 54$ neV).

Les bobines supraconductrices (9-10-11) sont chacune court-circuitées par un switch supraconducteur (12) permettant le fonctionnement persistant des bobines¹.

1. Les switches sont des fils supraconducteurs plongés dans le bain d'hélium et associés à des résistances chauffantes. Par défaut supraconducteur, ils deviennent résistifs lorsqu'ils sont chauffés, permettant alors d'introduire du courant dans les bobines. Une fois le chauffage éteint, ils sont rapidement refroidis par l'hélium liquide. Ils redeviennent alors supraconducteurs et court-circuitent les bobines. Dès lors, le courant est emprisonné dans un circuit complètement supraconducteur.

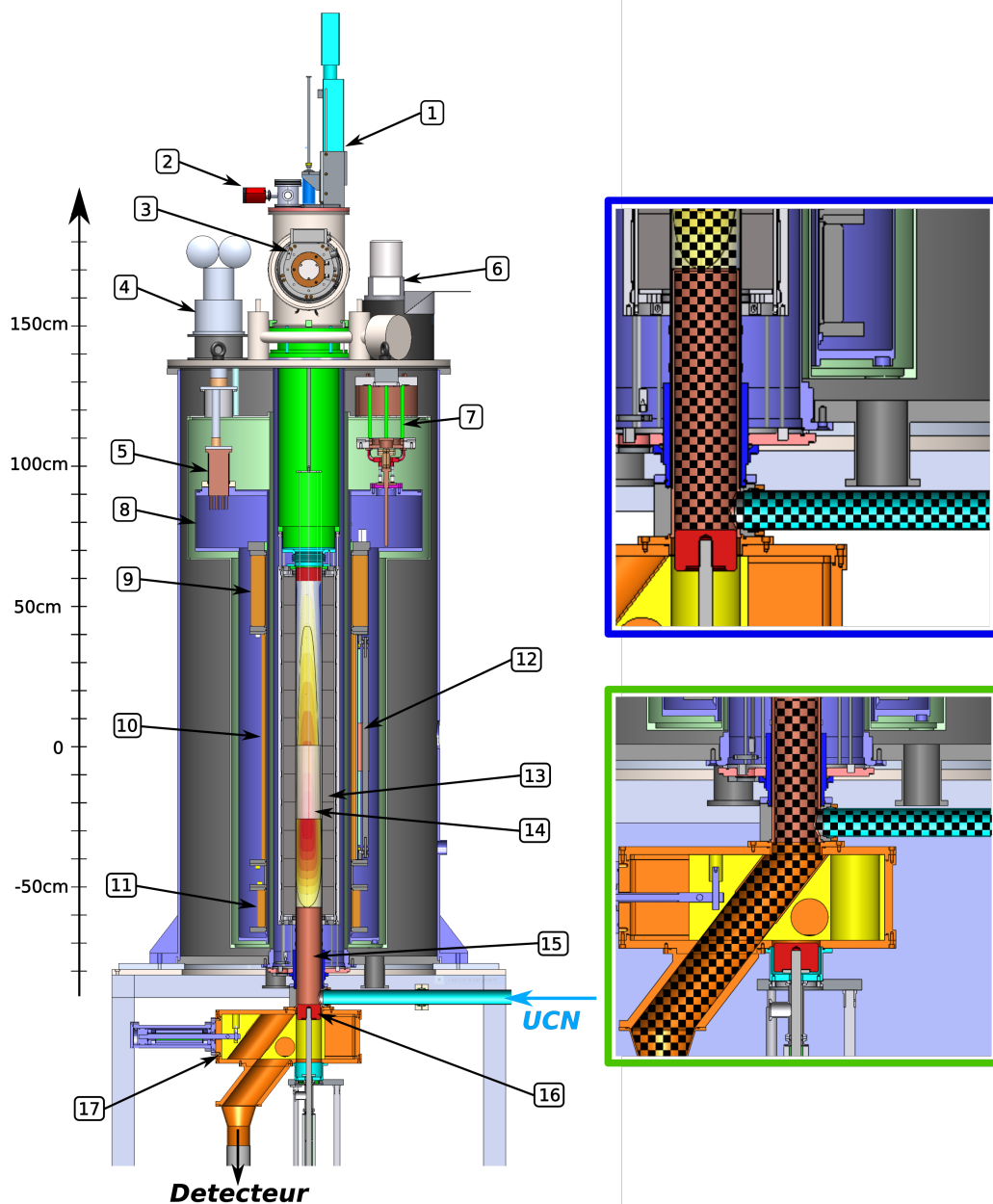


Figure 2.1 – A gauche : vue en coupe de HOPE avec : (1) le moteur déplaçant l'absorbeur (14), (2) sonde de pression, (3) turbo pompe *HiPace 800*, (4) Pulse Tube refroidissant le bouclier thermique et condensateur d'hélium (5), (6) tête-froide refroidissant les amenées de courant supraconducteur à haute température (HTS) (7), (8) bain d'hélium de 220 l, (9) bobine supérieure, (10) bobine intermédiaire, (11) bobine inférieure, (12) switches supraconducteurs, (13) assemblage d'aimants permanents, (14) absorbeur en polyéthylène, (15) insert en cuivre, (16) piston en téflon, (17) switch UCN de HOPE. Dans le piège le dégradé de couleur (de rouge à jaune) indiquent les iso-potentiellles du potentiel de piégeage. **A droite :** des détails. Dans l'encadré bleu le switch UCN (17) et le piston (16) sont en position pour le remplissage. La zone accessible au UCN est représenté en damier noir. Dans l'encadré vert le switch et le piston en position de vidange du piège. La zone accessible au UCN est représenté en damier noir.

L'ensemble est plongé dans le bain d'hélium (8). Le bain est refroidi par une tête froide à deux étages de type pulsetube (1.5 W à 4 K), le premier étage servant à refroidir le bouclier thermique. Les amenées de courant supraconductrice haute température (7) qui servent à éviter un apport trop important de chaleur dans le bain sont refroidies par une tête froide Gifford-McMahon (6).

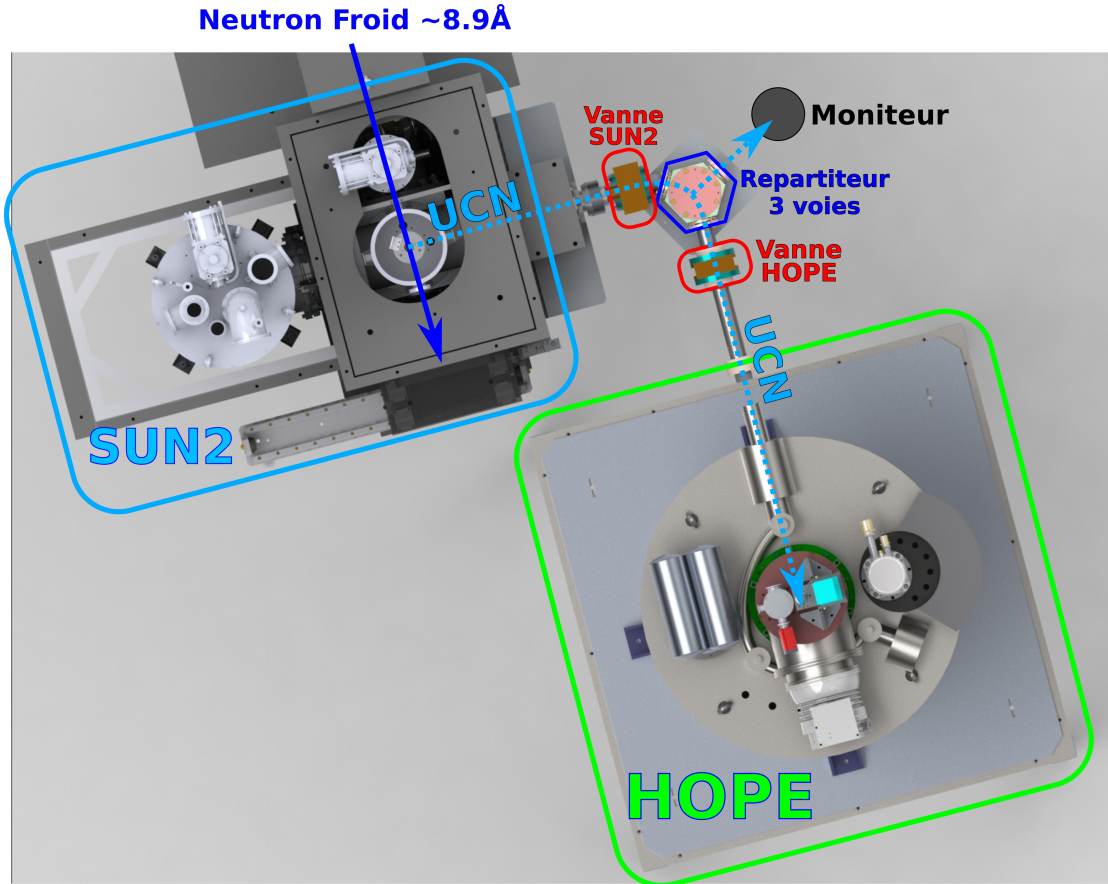


Figure 2.2 – Vue de SUN2 et HOPE depuis le haut.

HOPE est connecté à SUN2 par environ 2 m de guides en acier inoxydable 316L électropoli de diamètre interne 50 mm (originellement destiné à l'industrie agroalimentaire et médicale). Un répartiteur 3 voies est utilisé pour diriger le flux de SUN2 soit vers HOPE, soit vers un moniteur UCN (figure 2.2). Deux obturateurs sont utilisés : l'un entre SUN2 et le répartiteur permettant d'isoler SUN2, et un entre le répartiteur et HOPE afin d'isoler HOPE et de s'assurer qu'aucun neutron ne fuit de SUN2 vers HOPE durant les mesures.

2.2 Le champ de piégeage

La connaissance du champ de piégeage est nécessaire afin d'anticiper les trajectoires des neutrons au sein du piège et notamment des neutrons sur-critiques. Les calculs des différentes cartes et valeurs de champ magnétique présentées dans la suite sont effectués avec Radia [17], un logiciel utilisant la méthode des éléments finis de



Figure 2.3 – Photo d’un module d’aimants permanents constitué de 32 aimants arrangés en hallbach array produisant le champ octupolaire

frontière (Boundary Element Method – BEM) à travers l’interface de *Mathematica*. Le volume de piégeage de HOPE se présente comme un tube vertical d’environ 1 m de haut et de rayon intérieur $r = 45.8$ mm. Il est fermé en haut par le champ gravitationnel, radialement par le champ magnétique créé par des aimants permanents arrangé en *hallbach array* octupolaire, et en bas par le champ magnétique créé par une bobine supraconductrice. Le champ des aimants permanents est de 1.35 T au contact sur une hauteur de 1.2 m (en réalité l’assemblage est constitué de douze modules de 10 cm superposés, voir figure 2.3). La bobine supraconductrice agit comme valve magnétique. Elle est considérée comme “ouverte” lorsque le courant qui la traverse est nul. Le courant maximum est de 320 A ce qui correspond à un champ magnétique de 1.85 T au centre de la bobine. Deux autres bobines sont présentes : la bobine intermédiaire pouvant créer un champ jusqu’à 1.31 T pour 300 A et la bobine haute créant un champ de 5.04 T pour 300 A. La bobine intermédiaire a deux rôles : s’assurer de la présence d’un champ magnétique non nul à n’importe quel endroit du piège et guider les électrons vers le détecteur lors de l’utilisation du piège en mode *compter les morts*. La bobine haute, actuellement inutilisée, est nécessaire pour le guidage des protons de désintégration dans l’éventualité d’un détecteur à proton.

Finalement, les différents champs s’assemblent pour donner le potentiel de piégeage (représenté figure 2.4 à gauche, l’origine présente dans cette figure est celle utilisé dans l’ensemble de ce travail, elle correspond au point bas des aimants) :

$$U_{\text{piege}}(x, y, z) = +60.3 \|\mathbf{B}_{\text{octupole}}(x, y, z) + \mathbf{B}_{\text{bobines}}(x, y, z)\| + 102.4z + K \quad (2.1)$$

U_{piege} est déterminé à une constante près K . On prendra $K = -\min(U_{\text{piege}} - K)$ de telle manière à ce que le potentiel minimal dans le piège soit 0 neV (comme sur la figure 2.4). Ce minimum est à la hauteur $z_c = 330.5$ mm. La hauteur du point col est $z_{\text{col}} = 38$ mm.

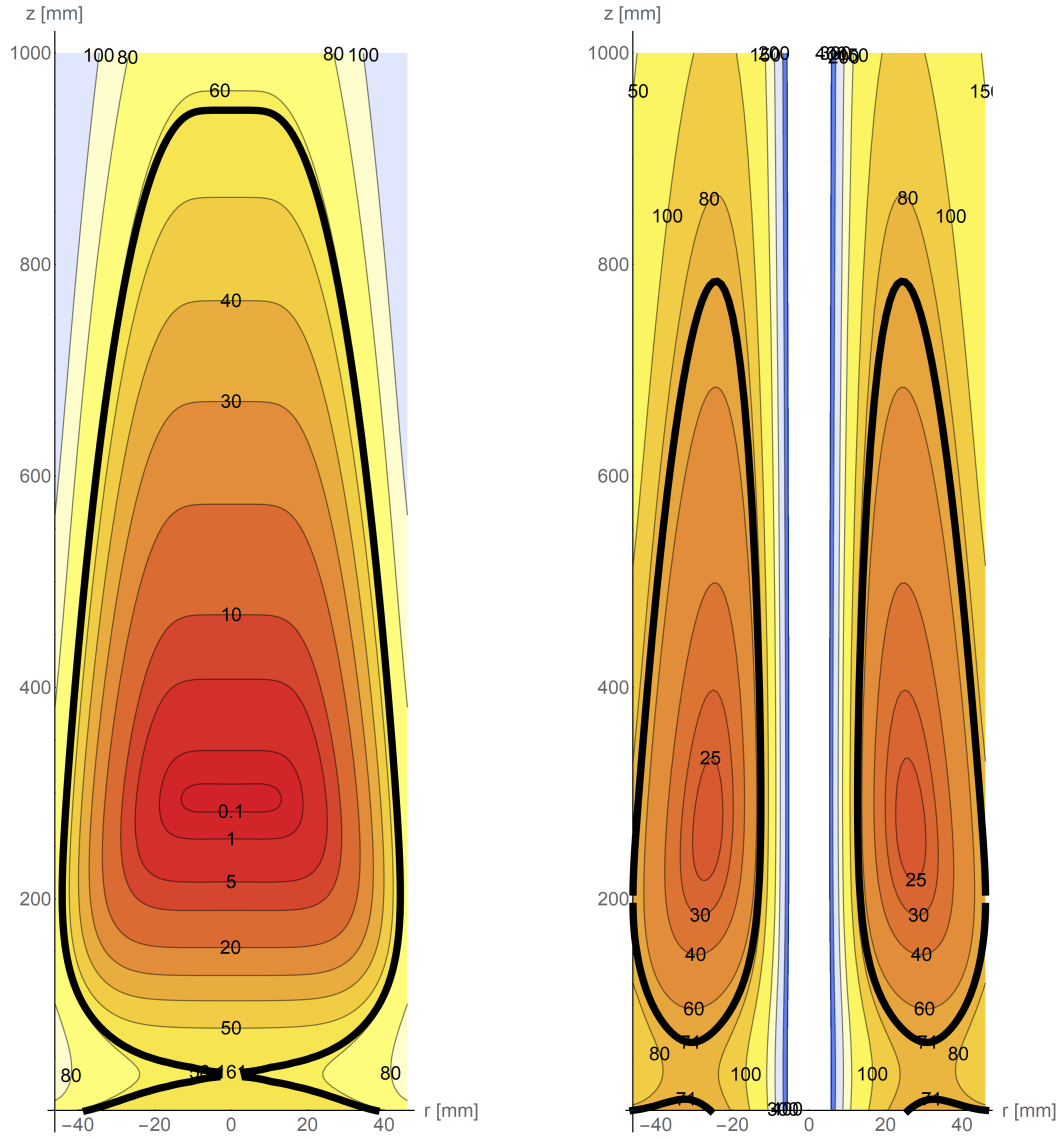


Figure 2.4 – A gauche : Sur la figures sont représentées les lignes d'équipotentielle (en neV) dans le piège pour un moment cinétique selon l'axe de symetrie longitudinal L_z des neutrons piégés nul. L'équipotentielle à 58 neV (trait noir gras) donne la profondeur du piège. **A droite :** Sur la figures sont représentées les lignes d'équipotentielle (en neV) dans le piège pour un moment cinétique $L_z = 200 \text{ m}_n \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. On remarque que l'équipotentielle à 71 neV (trait noir gras) touche la paroi du piège à $z \approx 200 \text{ mm}$ mais n'est pas ouverte en bas.

Vitesse de fermeture du piège

Pour fermer la valve magnétique nous utilisons une source de courant *Cryogenic : Superconducting Magnet Power Supplies*. Le courant maximum de sortie est de 320 A avec un voltage maximum de 29 V. Cela correspond pour notre valve magnétique à une vitesse de charge de $32 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$. En comptant le temps nécessaire pour atteindre ce voltage, le passage de 0 A à 320 A dure environ 11 s. Il est bien sur possible de charger la valve plus lentement en utilisant un voltage plus faible. La procédure de charge de la valve (ou des autres bobines) se fait en deux étapes : en premier le chauffage du switch supraconducteur ($\sim 3 \text{ s}$) et ensuite la charge de la bobine proprement dite, environ 11 s pour 320 A. Comme nous allons le voir, le piège ne se forme qu'à partir d'une certaine intensité de courant dans la valve. Ainsi les premiers UCN sont piégés 7 secondes après le début de la procédure (ou de manière équivalente 4 s après le début du chargement de la valve).

Profondeur du piège

Une des grandeurs qui caractérise le piège est sa profondeur : celle-ci indique l'étendue de la plage en énergie piègeable. Elle est définie comme la différence de potentiel entre le point col, c'est-à-dire la sortie du piège au niveau de la valve magnétique et le point de potentiel le plus bas situé au-dessus du point col. La profondeur du piège vaut alors $U_{col} - U_{min} = U_{col}$. La profondeur du piège dépend de manière évidente du courant traversant la valve magnétique et la bobine intermédiaire. Lors de la fermeture de la valve magnétique la bobine intermédiaire (qui est par défaut en mode persistant) se voit chargée par un courant d'induction ($I_{ind} = -30 \text{ A}$ pour un $I_{valve} = -320 \text{ A}$) qui crée un champ magnétique venant s'opposer au champ de piégeage. La superposition des ces deux champs opposés crée une zone de champ nul (voir figure 2.5 à droite). Une telle zone est à éviter sous peine de perdre des neutrons par dépolarisation. Deux solutions sont possibles :

- précharger la bobine intermédiaire avec un courant suffisamment important venant s'opposer au courant induit afin que le courant résultant crée un champ magnétique de même sens que celui de la valve.
- ouvrir le circuit supraconducteur lors de la fermeture du piège pour empêcher la création d'un courant d'induction – celui-ci est en réalité dissipé dans la résistance du switch supraconducteur.

Lors des mesures de 2018 nous avons choisi de précharger la bobine intermédiaire avec un courant de 40 A. D'après l'induction de la bobine intermédiaire (voir [48]) le courant résiduel après fermeture de la valve est de $I_{res} = 11.2 \text{ A}$ assurant alors un champ $|\mathbf{B}| > 40 \text{ mT}$ dans l'ensemble du piège (voir figure 2.5 à droite). Avec $I_{valve} = 320 \text{ A}$ cela correspond à un piège d'une profondeur de 58.4 neV.

En mode *compter les morts* la détection des électrons nécessite un champ généré par la bobine intermédiaire de 300 mT qui va venir diminuer sensiblement la profondeur du piège à 48.0 neV.

Il est à noter que le piège ne se forme qu'à partir de $I_{valve} = 80 \text{ A}$. Pour un courant inférieur il n'y a pas de puits de potentiel, toutes les équipotentielles sont ouvertes en bas.

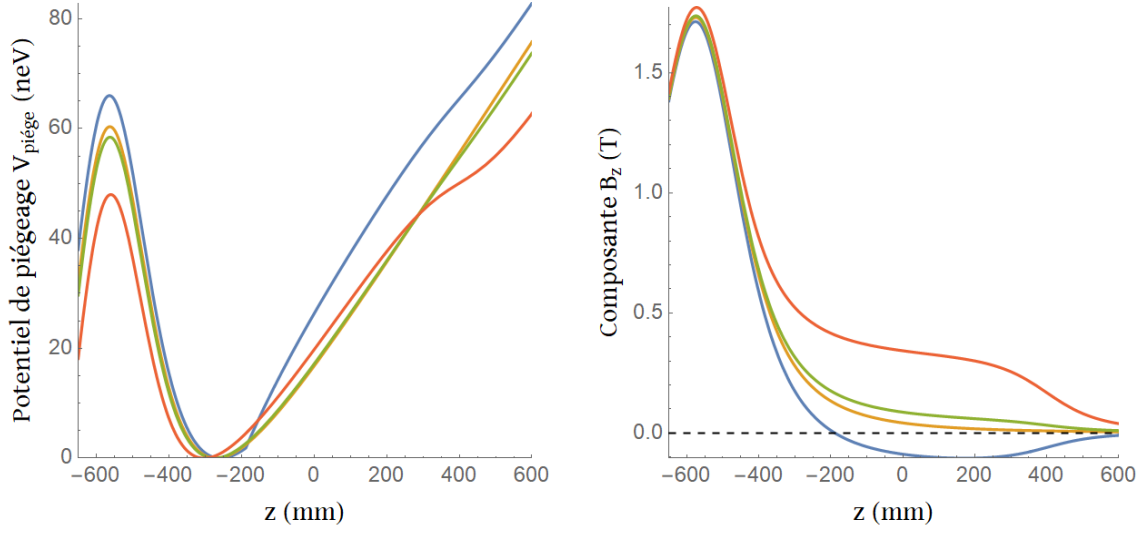


Figure 2.5 – **A gauche** : Profil du potentiel sur l’axe du piège, $r = 0$ mm. **A droite** : Composante B_z du champ magnétique. Les quatre situations montrées correspondent à un même courant dans la valve magnétique $I_{valve} = 320$ A et des courants I_{int} différents dans la bobine intermédiaire. En bleu $I_{int} = I_{res} = -28.8$ A est le courant induit pour $I_{valve} = 320$ A. En jaune le courant traversant la bobine intermédiaire est strictement nul. En vert $I_{res} = 11.2$ A est le courant résiduel pour un préchargement la bobine intermédiaire de 40 A, c’est la configuration utilisée pour les mesures qui sont présentées dans la suite. En rouge la configuration pour avoir $B_z \approx 300$ mT ($I_{res} = 100$ A) le champ nécessaire au guidage des électrons en mode *compter les morts*.

Volume du piège

La profondeur est un paramètre particulièrement utile pour discuter des énergies piégées et de celles qui ne le sont pas. Mais il est assez limité lorsque l’on cherche à savoir la quantité de neutrons qui peut y être piégée. Dans ce cas un autre indicateur intéressant est le volume du piège. Dans le cas d’un piège magnéto-gravitationnel, les neutrons d’énergies différentes ont accès à des volumes différents. Le volume est donc une fonction de l’énergie et ne peut pas être déterminé uniquement par les dimensions matérielles de l’appareil. Il est défini par la fonction :

$$V(E) = \iiint_{\mathcal{D}(E)} dV \quad (2.2)$$

ou $\mathcal{D}(E)$ est le volume défini par $U_{piege}(x, y, z) \leq E$. Pour HOPE, ce volume du piège croît approximativement de manière linéaire avec l’énergie (voir figure 2.6 à gauche) et atteint une valeur de 4 l pour l’énergie maximale de piégeage. En faisant l’hypothèse d’un remplissage homogène dans l’espace des phases (hypothèse pouvant être assez éloignée de la réalité), on peut définir un volume effectif pour l’ensemble des neutrons piégés :

$$V_{eff} = \frac{3}{2(E_{max})^{\frac{3}{2}}} \int_0^{E_{max}} E^{\frac{1}{2}} V(E) dE \quad (2.3)$$

$I_{valve} = 320$ A et $I_{res} = 11.8$ A on a $V_{eff} = 2.50$ L.

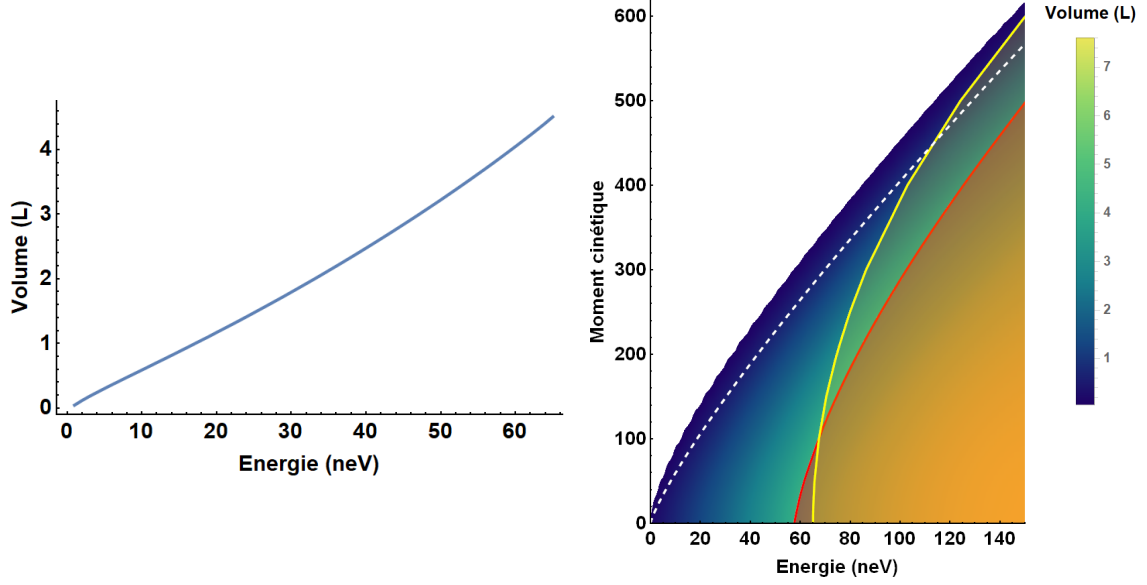


Figure 2.6 – **A gauche** : le volume du piège en fonction de l'énergie pour $I_{valve} = 300$ A et $I_{res} = 10$ A. **A droite** : le volume du piège déterminé numériquement en dégradé de bleu foncé à jaune, en fonction de l'énergie et du moment cinétique L_z . La partie sous la courbe rouge représente les neutrons ayant une énergie suffisante pour s'échapper à travers la valve magnétique. La partie sous la courbe jaune représente les neutrons ayant assez d'énergie pour atteindre les parois matérielles du piège. La ligne en pointillés blanche indique le moment cinétique maximal (d'après l'équation 2.6). La zone blanche indique que le volume associé à ces valeurs d'énergie et de moment cinétique est strictement nul. Si le piège était parfaitement symétrique avec un profil quadratique, la frontière entre la zone blanche et la zone bleu-verte devrait coïncider avec le trait pointillé blanc.

Potentiel piégeage

La source de champ assurant le piégeage radial est l'octupôle en aimant permanent. Bien que les champs magnétiques octupolaires soient de symétrie C_4 ils ont pour particularité que l'amplitude du champ $|\mathbf{B}|$ ne dépende que du rayon r (symétrie cylindrique C_∞) et qu'elle soit puisse être approximé par une fonction cubique (voir [31] pour la validité de l'approximation pour le cas de HOPE) :

$$|\mathbf{B}_{octupole}(r, \theta, \phi)| = \alpha r^3 = \frac{B_{max}}{r_{max}^3} r^3 \quad (2.4)$$

Pour l'octupôle de HOPE on a $B_{max} = 1.4$ T et $r_{max} = 45.8$ mm. Dans un tel potentiel, le moment cinétique selon l'axe de symétrie L_z est conservé.

Cependant la somme vectorielle résultant de l'ajout du champ des bobines vient perturber cette approximation. Leur composante radial s'ajoute à celle de l'octupôle et brise la symétrie du piège : pour quatre des huit pôles l'ajout est constructif, pour les quatre autres il est destructif. L'approximation de la symétrie cylindrique est de ce faite moins bonne pour le champ total : $\|\mathbf{B}_{octupole} + \mathbf{B}_{bobine}\|$. Comme nous le verrons par la suite, pour beaucoup de neutrons et d'après les simulations, il y a bien une variation importante des moments cinétiques au cours de la trajectoire introduite par cette symétrie C_4 . Néanmoins il reste intéressant d'étudier le cas des

neutrons en fonction de leur moment cinétique afin de décrire qualitativement les neutrons piégés.

En effet, pour un moment cinétique L_z donné les neutrons perçoivent un potentiel centrifuge. On peut alors re-écrire le potentiel de piégeage comme suit :

$$U_{\text{piege}}(x, y, z, L) = +60.3 \|\mathbf{B}_{\text{octupole}}(x, y, z) + \mathbf{B}_{\text{bobines}}(x, y, z)\| + 102.4z + \frac{L^2}{2m_n r^2} + K \quad (2.5)$$

Les équipotentielles liées à ce type de potentiel sont visible dans la figure 2.4 à droite. Les considérations précédentes sur la profondeur du piège et son volume ne sont alors vraies que pour les moments cinétiques nuls. Les propriétés du piège changent avec le moment cinétique.

La conservation de celui-ci équivaut à l'assignation d'une partie de l'énergie du neutron à son déplacement dans le plan horizontal. L'énergie disponible pour franchir la valve magnétique est alors nécessairement inférieure à l'énergie totale du neutron. Des neutrons d'énergie supérieure à la profondeur du piège telle que définie précédemment peuvent de ce fait être parfaitement piégés – s'ils conservent leurs moments cinétiques. L'énergie maximale piégeable en fonction du moment cinétique (sur la figure 2.6 de droite les neutrons sous la courbe rouge sont sur-critiques par rapport à la valve magnétique) est obtenue à partir de l'équation 2.5. Néanmoins il faut ajouter à cela les contraintes matérielles liées à la dimension interne du tube du piège : à partir d'une certaine énergie et d'un certain moment cinétique, les neutrons bien qu'ils soient piégés par la valve magnétique ne le sont plus par les aimants permanents. Leur énergie est suffisante pour toucher les parois matérielles du piège. Ils sont alors des neutrons sur-critiques *matériels* (neutrons sous la courbe en jaune sur la figure 2.6 de droite). On peut également déterminer le moment cinétique maximum L_{max} possible pour un neutron d'énergie E dans un potentiel radial cubique (en pointillés blancs sur la figure 2.6 de droite) :

$$L_{\text{max}} = \left(\frac{2}{5} \frac{3^{3/5}}{(\mu_n \alpha)^{2/5}} E \right)^{5/6} \quad (2.6)$$

ou μ_n est le moment magnétique du neutron et α est le même que dans l'équation 2.4.

Finalement les neutrons piégés sont classables en 4 populations distinctes :

- les sous-critiques : ce sont les neutrons parfaitement piégés qui, s'ils ne sont pas perturbés par un élément extérieur, ne peuvent pas sortir du piège.
- les neutrons sur-critiques *magnétiques* : ce sont les neutrons qui peuvent s'échapper par la valve magnétique mais qui ne peuvent pas toucher les parois du piège (sous la courbe rouge).
- les neutrons sur-critiques *matériels* : ce sont les neutrons qui peuvent toucher les parois du piège mais qui ne peuvent pas s'échapper par la valve magnétique (sous la courbe jaune).
- les neutrons complètement sur-critiques : ce sont les neutrons qui peuvent s'échapper par la valve et toucher les parois du piège (simultanément sous les courbes jaune et rouge).

Des neutrons de même énergie mais de moment cinétique différent peuvent alors avoir des comportements radicalement différents. La symétrie cylindrique n'étant pas respectée la conservation n'est pas assurée. Cependant comme nous allons le voir grâce aux simulations, il peut exister des trajectoires stables (sur le temps de simulation) ayant un comportement approchant celui attendu pour un moment cinétique conservé. Cependant ne pouvant garantir la parfaite stabilité des trajectoires d'énergie $E > E_{col}$, et donc un piégeage parfait, on considérera tous ces neutrons comme des neutrons sur-critiques, indépendamment de leur moment cinétique. On dira d'eux qu'ils sont marginalement piégés ou par abus de langage des "neutrons sur-critiques piégés".

2.3 Cycle de mesure

Lors des mesures de 2018, nous avons effectué uniquement des mesures du type *compter les survivants*. Cette méthode nécessite d'effectuer plusieurs stockages de neutrons dans des conditions rigoureusement identiques en faisant varier le temps de stockage. Nous avons utilisé le schéma de mesure suivant :

1. **Temps mort** (50 s) : temps utile pour l'instrumentation.
2. **Remplissage de SUN2** (1000 s) : temps d'accumulation des UCN dans SUN2. Durant cette période la fuite des neutrons à travers le clapet de SUN2 est suivie sur le moniteur. 50 s avant la fin du remplissage le répartiteur 3 voies est orienté vers HOPE et l'obturateur de HOPE s'ouvre.
3. **Remplissage de HOPE** (17 s) : le clapet d'extraction du SUN2 s'ouvre relâchant les UCN accumulés dans les guides et HOPE. Le temps de 17 s permet de piéger un nombre maximum de neutrons. Il a été établi expérimentalement (voir paragraphe 3.1.1).
4. **Fermeture du piège** (15 s - 25 s) : HOPE peut être fermé de deux manières différentes : soit en chargeant la valve magnétique, soit en poussant les neutrons avec le piston dans le piège puis en chargeant la valve magnétique. En fonction de la méthode utilisée le temps de cette étape varie.
5. **Nettoyage du spectre** (0 s à 250 s) : la suppression des neutrons sur-critiques peut être faite avec l'absorbeur par le dessus du piège et avec ou sans le piston dans le piège. Il est également possible de maintenir la valve magnétique partiellement fermée laissant ainsi plus facilement les neutrons sur-critiques sortir pendant le temps du nettoyage.
6. **Attente** (0 s à 1600 s) : c'est l'étape où l'on stock les neutrons pendant un temps de stockage t_i . Cette étape durer un temps arbitrairement long. Comme il sera discuté par la suite 1600 s correspond au temps d'attente maximale optimum. Durant cette étape le switch de HOPE est en position de vidange

permettant de détecter les neutrons sortant du piège.

7. **Vidange du piège et comptage des neutrons survivants** (260 s à 320 s) :
durant cette étape la valve magnétique est ouverte en diminuant par palier successif le courant la traversant. Nous utilisons des paliers de 20 s et 20 A. 260 s correspond au temps nécessaire pour l'ouverture complète du piège (mais le courant est non nul dans la valve) et 320 s à un courant nul dans la valve.
8. **Mesure background** (50 s).

Temps total d'un cycle : entre 1517 s et 3317 s.

L'utilisation de SUN2 en mode *continu* réduit considérablement le temps de mesure puisque l'étape **Remplissage de SUN2** (1000 s) disparaît et qu'il suffit d'attendre que la densité d'UCN sature dans le système formé par SUN2 et par HOPE. Ce temps de saturation est environ ~ 100 s ce qui économise environ 900 s. En moyenne sur les mesures de temps de stockage court et long le gain de temps est d'environ 50%. Ceux qui signifie qu'il est possible d'effectuer deux fois plus de cycles de mesures en mode *continu* qu'en mode *saturé*. Cependant le temps de mesure du mode *saturé* peut être optimisé en parallélisant le **Remplissage de SUN2** et les opérations de nettoyage, d'attente et de comptage des neutrons. Le temps économisé est alors compris entre ~ 400 s et 1000 s en fonction du temps de l'**Attente**. Pour une mesure à deux points ($t_1 = 0$ s et $t_2 = 1600$ s) le temps économisé par mesure est alors en moyenne de 800 s. Ces mesures durent alors un temps compris entre 1067 s et 2317 s. Dans cette situation la différence de temps entre les modes *saturation* et *continu* n'est plus que 15%.

Si théoriquement un seul couple de mesure (t_1, N_1) et (t_2, N_2) utilisant seulement deux temps de stockage différents est nécessaire pour mesurer le temps de vie (selon l'équation 1.5), il peut se révéler utile d'en utiliser plus. Ceci rajoute des degrés de liberté et permet de détecter un écart au comportement d'exponentielle simple attendu théoriquement. Nous utilisons dans la suite cinq temps de stockage différents : 100 s, 200 s, 400 s, 800 s et 1600 s.

Exemple de mesure type

Figure 2.7 on peut observer le signal au détecteur de HOPE (coups/0.5 s) pour une mesure type obtenue par cette méthode. Durant le remplissage de la source, le détecteur de HOPE étant isolé des UCN en provenance de SUN2 par le répartiteur 3 voies, un obturateur et le switch de HOPE ce temps servira à mesurer le bruit de fond ($\sim 10 \pm 2$ mHz ici). Le signal observé durant le remplissage est produit par les neutrons qui fuient à travers le switch de HOPE, peu étanche. Le sommet du pic correspond à la fermeture de la vanne entre le répartiteur 3-voies et HOPE. Le pic visible dans la phase de nettoyage correspond au switch de HOPE qui passe de la position *remplissage* position *vidange*. Ce sont donc les neutrons piégés dans les guides qui tombent rapidement vers le détecteur. Son intensité relativement petite s'explique par le fait que le faisceau est éteint depuis une dizaine de secondes et que

durant le laps de temps séparant l'arrêt du faisceau et le mouvement du piston les UCN ont accès à des volumes – dans la mécanique du piston – peu adaptés au stockage des neutrons (mauvais état de surface, faible pseudo-potentiel de Fermi, fente vers le système de pompage etc.). La queue du pic correspond aux neutrons s'échappant du piège (sur-critiques ou dépolariation). Les différents régimes (avant et après $t = 1200$ s) correspondent à différentes étapes du nettoyage. La période suivante, l'attente, comprend un signal d'intérêt particulier puisqu'il donne des informations sur deux canaux de perte dans le piège : la fuite des *sur-critiques magnétiques* et la dépolariation. Durant la vidange on peut observer un signal en forme de *porc-épic* correspondant à l'ouverture de la valve magnétique par palier de courant : le premier petit pic correspond à $I_{valve} = 300$ A, le second à $I_{valve} = 280$ A etc. Nous avons ici utilisé 13 paliers durant chacun 20 s et correspondants chacun à une baisse de 20 A. Le treizième palier correspond à $I_{valve} = 60$ A, intensité pour laquelle le puits de potentiel du piège n'existe plus, le piège est complètement ouvert. C'est l'intégrale du signal *porc-épic* qui sert comme quantité de neutrons N_i associée au temps de stockage t_i . C'est cette quantité qui sera utilisée pour déterminer τ_s , le temps caractéristique de stockage du piège et ensuite estimer de τ_β . Les conséquences de l'étalement en temps de la mesure (260 s) sont discutées plus bas. Néanmoins cet étalement est un choix et il pourrait être réduit (soit en réduisant le temps par paliers, soit en réduisant le nombre de paliers, soit les deux, la vidange la plus rapide possible étant d'environ 11 s). Ce mode de fonctionnement étant testé pour la première fois ce choix de paliers est justifié afin d'étudier l'information mise à disposition par ce type de vidange. Nous avons gardé les 13 paliers de 20 A et 20 s pour toutes les mesures présentées ici. Il sera discuté plus en détail l'information contenu des les *porc-épics* plus loin mais nous pouvons déjà indiquer que nous pouvons définir un ampérage moyen d'extraction. Celui-ci est obtenu en pondérant l'ampérage de chaque palier par le nombre de neutrons qui y est compté. Un ampérage moyen important tend à indiquer un spectre plus énergétique qu'un ampérage moyen de plus faible.

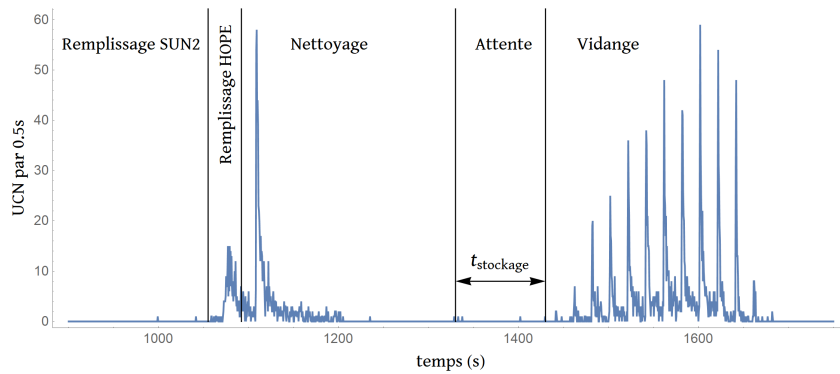


Figure 2.7 – Une mesure type pour un temps de stockage $t_{stockage} = 100$ s.

2.4 Simulations

Pour aider à anticiper et comprendre les observations expérimentales les simulations sont précieuses.

Software

Nous utilisons GEANT4 [6], un outil dédié à la simulation en physique des particules basé sur les méthodes Monte-Carlo, auquel une bibliothèque UCN gérant les différentes interactions vues dans l'introduction est rajoutée (voir la thèse de Peter Fierlinger [20]). Les UCN sont propagés par pas de temps durant lesquels les équations de mouvement sont intégrées numériquement. Il est à noter qu'en l'absence de champ magnétique (ou en présence de champ simple) il est possible d'utiliser une résolution analytique pour déterminer les trajectoires des neutrons. Hélas ce n'est pas le cas pour HOPE qui présente une structure de champs complexe nécessitant d'intégrer les équations de mouvement qui allongent considérablement le temps de calcul.

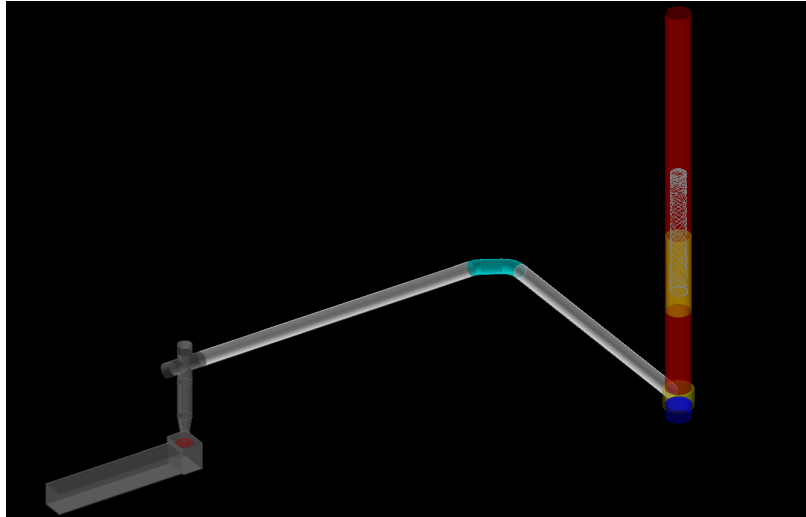


Figure 2.8 – Géométrie utilisée dans GEANT4. En bas a gauche la source SUN2 et à droite en rouge le tube central du piège de HOPE. En jaune l’absorbeur en titane et en bleu le piston en Teflon. Dans le piège on peut voir la trajectoire d’un neutron piégé en gris.

L’expérience est reproduite avec des volumes au plus proche la géométrie réelle. Un matériau est associé à chaque élément physique utilisé dans la simulation (essentiellement des guides dans le cas des UCN). Pour chaque matériau les paramètres vus précédemment ont été définis : le pseudo-potentiel de Fermi V_f , le facteur de perte η , la diffusivité, la section efficace de capture σ_c et la section efficace de diffusion σ_d . La principale source d’incertitude des simulations repose sur l’incertitude des paramètres, notamment sur η et la diffusivité.

Implémentation du champ magnétique dans les simulations

Deux choix sont possibles pour générer le champ magnétique dans les simulations : calculer une carte de champ à partir de RADIA et obtenir par interpolation (trilinéaire ou tricubique) la valeur du champ en chaque point de l'espace dans GEANT4 ou bien calculer une approximation analytique du champ directement dans GEANT4. La première solution a pour avantage de reproduire de manière plus exacte le champ produit par les aimants, celui-ci étant difficilement reproductible avec des modèles analytiques simples notamment proche de la surface. Elle a néanmoins pour inconvénient de nécessiter des cartes de champ très lourdes si l'on souhaite obtenir la finesse de maillage nécessaire sur le volume de l'expérience. La seconde solution a pour inconvénient de ne pas reproduire le champ de manière exacte mais a le mérite numériquement plus précise et d'assurer une meilleure continuité et dérivabilité. En conséquence l'énergie est mieux conservée le long de la trajectoire par l'intégration numérique. C'est cette seconde solution qui a été choisie après des tests. Huit fils électriques sont utilisés pour reproduire le champ octupolaire et trois spires sont utilisées pour reproduire le champ de la valve. Nous pouvons reproduire la fermeture du piège dans GEANT4 en faisant varier le courant dans les spires. On peut observer l'écart entre le champ déterminé par RADIA en simulant les aimants du piège et le champ approximé à l'aide du modèle analytique à base de fils électriques et de spires de courant figure 2.9 et figure 2.10. Il n'est pas possible à partir d'un modèle aussi simple de reproduire la structure du champ proche des aimants de manière exacte, c'est ce que l'on peut observer figure 2.9 à gauche.

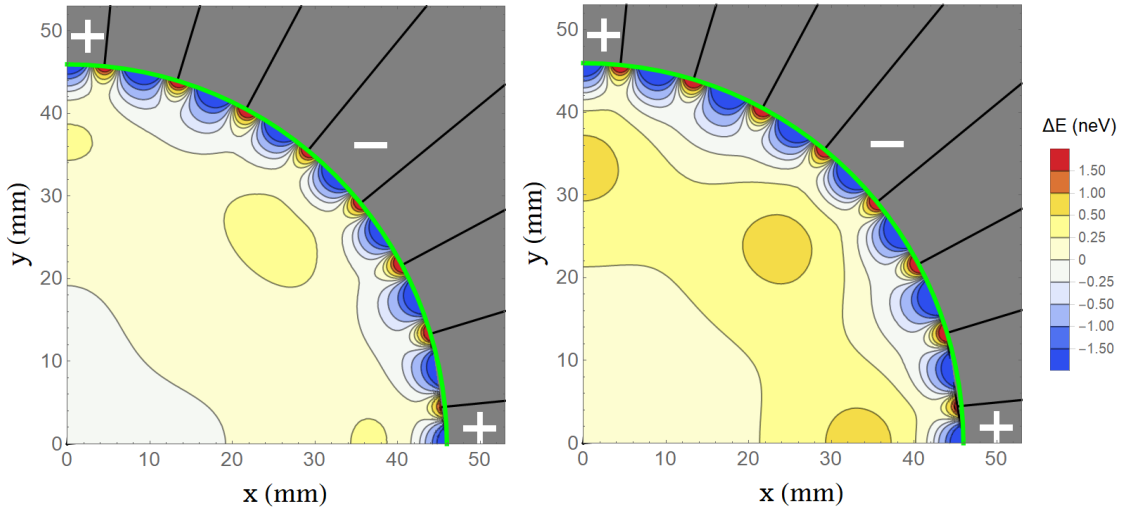


Figure 2.9 – Différence $\Delta E = V_{RADIA}(z) - V_{ana}(z)$ entre le potentiel calculé par RADIA et le potentiel analytique utilisé dans les simulations pour deux hauteurs différentes dans le piège : à gauche proche de la valve magnétique à $z = -450$ mm et à droite à $z = 0$ mm. En gris sont représentés les aimants permanent du Hallbach array avec les pôles positif et négatif.

Nous avons repris et adapté la formule du fil infini pour imiter l'octupôle généré par les aimants permanent : nous utilisons un courant $I(z)$ non constant assurant la continuité et la dérivabilité pour reproduire la dimension finie de l'octupôle en

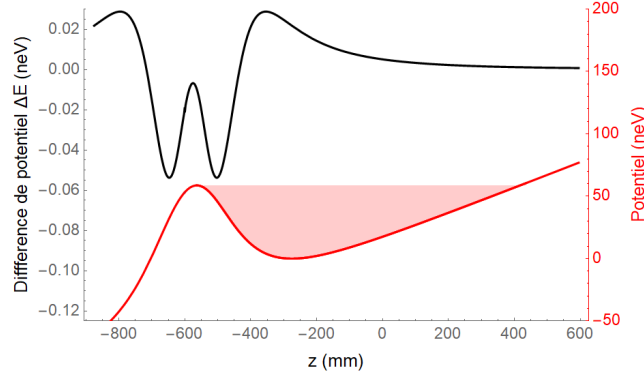


Figure 2.10 – En rouge le potentiel total sur l’axe du piège en fonction de la hauteur, la partie rose représentant le volume de piégeage. En noir la différence $\Delta E = V_{RADIA}(z) - V_{ana}(z)$ entre le potentiel réel et le potentiel analytique.

hauteur (1200 mm) :

$$\mathbf{B}_{fil}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I(z)}{2\pi r} \boldsymbol{\theta}$$

avec

$$I(z) = \begin{cases} 0 & z < -\Delta z \\ C \sin \frac{\pi(z+\Delta z)}{2\Delta z} & -\Delta z \leq z < 0 \\ C & 0 \leq z < 1200 \\ C \sin \frac{\pi(z-1200-\Delta z)}{2\Delta z} & 1200 \leq z < 1200 + \Delta z \\ 0 & z > 1200 + \Delta z \end{cases}$$

Où les dimensions sont en mm, C une constante et Δz la distance sur laquelle le champ disparaît. Nous utilisons une variation sinusoïdale aux extrémités afin conserver les propriétés de continuité et dérivabilité du champ magnétique. Pour reproduire le champ des aimants nous positionnons huit fils verticaux en cercle aux positions $r_i(r, \theta) = (r_{fil}, i\pi/4)$ parcouru par des courants $I_{2i} = I(z)$ et $I_{2i+1} = -I(z)$. Nous pouvons ajuster C et r_{fil} afin de reproduire au mieux le champ des aimants. Nous avons pris $\Delta z = 10$ mm.

Fiabilité des simulations

Les difficultés sur la simulation des UCN sont de deux types. D’une part les facteurs de pertes des matériaux et leur diffusivité sont généralement mal connus car ils dépendent des états de surface et de la contamination de celle-ci. D’autre part la simulation des trajectoires peut s’étendre sur des temps relativement long : d’une fraction de seconde à un millier de secondes et la résolution numérique n’étant pas parfaitement exacte, l’énergie des neutrons n’est pas exactement conservée. Il faut alors trouver un compromis entre vitesse de calcul et précision de la trajectoire. En pratique et sur de simples ordinateurs, il est difficile de simuler efficacement des neutrons sur des temps longs (~ 1000 s) sans une variation importante d’énergie

($\Delta E \sim 1$ neV). Des améliorations significatives seraient en revanche envisageable en changeant le type d'intégrateur. Une prospective succincte mais encourageante a été menée dans cette direction (voir annexe A). Les résultats présentés ci-dessous sont ceux obtenus avec un intégrateur déjà disponible dans GEANT4 : Runge-Kutta d'ordre 4 à pas variable.

Pour s'assurer de la fiabilité des simulations nous pouvons déterminer la variance de l'énergie au cours de la trajectoire $\sigma(E_{simu})$ ainsi que la différence ΔE_{simu} entre les valeurs maximales et minimales prises par l'énergie. Figure 2.11 on peut observer à gauche la fonction de répartition de ΔE_{simu} pour des neutrons générés dans HOPE de manière homogène dans l'espace des phases et ayant évolués 300 s et à droite le ΔE_{simu} en fonction de l'énergie initiale pour des neutron sur-critique générés également dans HOPE de manière homogène dans l'espace des phases et ayant évolué 300 s. On remarque que la conservation d'énergie est moins bonne pour les neutrons de hautes énergie marginalement piégés. Leur simulation sur des temps longs est alors moins fiable.

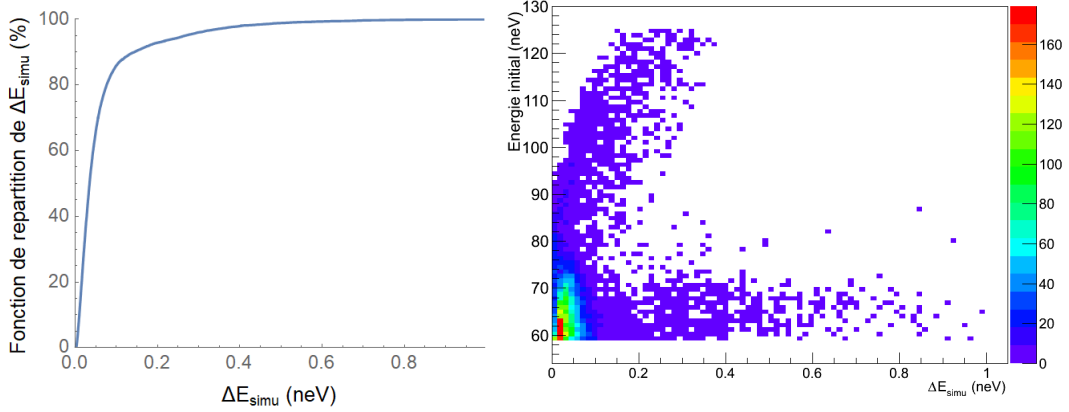


Figure 2.11 – A gauche : fonction de répartition de ΔE_{simu} pour des neutrons sur-critiques marginalement piégés, évoluant 300 s dans le piège. On a $\Delta E < 0.1$ neV pour environ 85% des neutrons. **A droite :** L'énergie initiale de neutrons piégé sur-critique simulés pendant en fonction de ΔE_{simu} .

Les neutrons présentant une trop grande variation de leur énergie au cours de la simulation peuvent être exclu. Mais ce type de pratique risque d'introduire un biais dans les résultats puisque les neutrons exclus peuvent provenir majoritairement de zones de l'espace des phases propices aux écarts d'énergies. Par exemple comme nous l'avons montré plus haut (figure 2.11 à droite), ce sont les neutrons de haut énergie qui ont la moins bonne conservation d'énergie et donc qui seront principalement écarté.

Comme les neutrons observés semblent présenter des comportements homogènes sur des gammes d'une largeur l'ordre de quelque neV, une erreur ΔE_{simu} de l'ordre de quelque dixième de neV est jugée comme acceptable. Néanmoins, pour justifier plus rigoureusement ce choix il serait nécessaire de comparer des simulations utilisant une précision supérieure et étudier la convergence des résultats avec les présentes simulations. Cette étude – particulièrement couteuse en temps de calcul – n'a pas été menée. En plus des améliorations mentionnées plus haut l'usage d'une ferme

de calcul pourrait permettre de produire une étude sur des temps de stockage plus longs et avec une meilleure résolution.

Les UCN présents dans le piège

Afin de déterminer les différents types de trajectoires possible dans le piège l'évolution de neutrons sur-critiques ($E_{tot} > U_{col}$) a été simulé. Ceux-ci sont générés de façon homogènes dans l'espace des phases et évoluent ensuite pendant 100 s. Lors des simulations les neutrons ne décroissent pas afin de n'observer que les effets liés à l'évolution dans l'espace des phases. Afin d'augmenter la vitesse de simulation, les neutrons sont automatiquement tués au bout de leur dixième collision avec les parois matérielles du piège. Ce choix découle du fait que nous utilisons dans l'expérience un absorbeur radial (item (14) figure 2.1) sensé éliminer efficacement cette population de neutrons. Les neutrons ainsi éliminés sont donc présentés comme des neutrons non piégés. Une manière simple de présenter les résultats est d'observer la proportion de neutrons piégés pour une énergie donnée et pour un temps d'évolution dans le piège donné : $F_p(E, t)$ (figure 2.12). F_p est la fonction de piégeage *incomplète*. La fonction de piégeage *complète*, décrivant la probabilité de piégeage pour chaque element de l'espace des phases, est dépendante du couple position vitesse : $F_p^c(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ et elle est à évaluer à $t \rightarrow \infty$. Pour les neutrons ne rencontrant pas les parois, la fonction de piégeage complète ne peut prendre que deux valeurs : 1 si le neutron est piégé ou 0 si il ne l'est pas. Dans la suite, sauf mention contraire, nous nous référerons uniquement à la fonction de piégeage incomplète $F_p(E, t = 100 \text{ s})$. Puisque l'espace des phases effectivement peuplé après la fermeture du piège n'est pas connu, F_p est déterminée par simulation à partir d'un spectre homogène dans l'espace des phases et indique uniquement les énergies *possiblement* présentes au sein du piège. Cette fonction partielle de piégeage est particulièrement utile pour comparer différentes configurations du piège et notamment les phases de nettoyage. Par exemple, si nous trouvons un nettoyage pour lequel $F_p(E > U_{col}) = 0$, alors nous savons que, d'après les simulations, ce nettoyage conduit à une absence de neutrons sur-critiques. Pour comparer deux fonctions de piégeage, il est nécessaire de re-intégrer la décroissance β : en effet deux fonctions de piégeage égales mais atteintes à des temps différents ne sont pas également souhaitable, il y aura une perte de neutron piégé plus importante par décroissance β pour celle qui nécessite un temps plus long et donc une perte de statistique plus importante.

La fonction de piégeage pour des neutrons évoluant librement dans le piège est montrée figure 2.12. On constate la présence *possible* de neutrons partiellement piégés d'énergie supérieure à U_{col} qui peuvent se classer au premier abord en deux catégories grossières : les sur-critiques d'énergie $U_{col} < E < 90 \text{ neV}$ et ceux d'énergie $E > 90 \text{ neV}$. Pour les premiers on observe que leur quantité décroît avec le temps alors que celle des seconds semble stable (à l'échelle de temps considéré). Cette différence de comportement est due comme on le verra par la suite à la quasi-conservation du moment cinétique. Ces trajectoires méta-stable sont présentes également dans la première catégorie mais leur influence est partiellement caché par les trajectoires moins stable. On peut ajuster l'évolution de la population de neutrons sur-critiques par le modèle $a \exp\{-t/b\} + c$ afin de déterminer leur temps de piégeage. La constante c prend en compte les trajectoires meta-stables. On peut voir

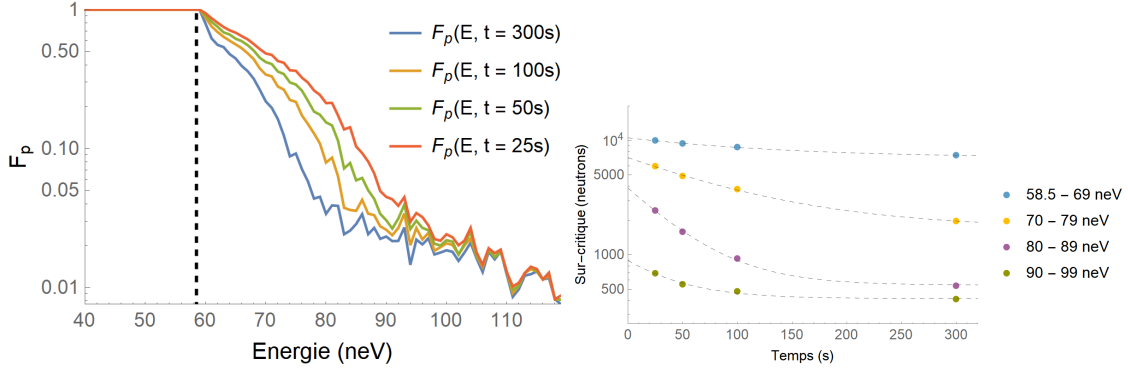


Figure 2.12 – A Gauche : Fonction de piégeage (fraction de neutrons piégée pour un spectre généré homogène dans l’espace des phases en fonction de l’énergie) pour des neutrons piégé. En rouge (respectivement vert, jaune et bleu) les neutrons encore piégés au bout de 25 s (respectivement 50 s, 100 s et 300 s). **A droite :** L’évolution du nombre de neutrons compris dans différentes gamme d’énergie et leur ajustement par : $a \exp(-t/b) + c$. On trouve les résultats

l’évolution des populations de neutrons sur-critiques par gamme de 10 neV et leur ajustement figure 2.12. Les temps caractéristiques vont de 133 ± 22 s pour la gamme 58.5 à 69 neV à 43 ± 12 s pour la gamme de 90 à 99 neV.

En observant le moment cinétique des neutrons sur-critiques en fonction de l’énergie (figure 2.13 en haut), on retrouve le comportement qualitatif décrit plus haut lors de la discussion sur le moment cinétique : des neutrons d’énergie supérieur à U_{col} sont piégés grâce à leur moment cinétique non nul. On retrouve également les deux gammes d’énergie observées sur les fonctions de piégeage : $U_{col} < E < 90$ neV et $E > 90$ neV. Pour la gamme $U_{col} < E < 90$ neV, les neutrons peuvent être piégés sur des temps assez longs > 100 s même lorsque le moment cinétique est nul. Cela traduit l’existence de trajectoires qui ne transfert pas suffisamment d’énergie vers les vitesses radiales ou verticales (qui permettent aux neutrons de disparaître du piège en passant à travers la valve magnétique ou par capture et up-scattering sur les parois). De manière générale pour les neutrons sur-critiques, remarquons que plus l’écart d’énergie avec U_{col} (ou U_{parois}) est faible plus il est nécessaire qu’une grande fraction de l’énergie soit convertis verticalement (ou radialement) pour qu’ils puissent disparaître du piège. Pour la gamme $E > 90$ neV on remarque une distribution du moment cinétique différente : à partir d’un certain seuil d’énergie (~ 90 neV) les seuls trajectoires stables ou meta-stables sont celles avec des moments cinétiques ne s’annulant jamais. Cela est mit en évidence sur la figure 2.13 en bas à droite où est représenté L_{min} , le moment cinétique minimal pris par les neutrons lors des 100 s que dure la simulation. On y remarque que pour la grande majorité des neutrons $L_{min} = 0$, ce qui indique un changement du sens de rotation des neutrons dans le piège à au moins une reprise. En pratique une analyse plus détaillée montre que ces changements sont assez fréquents. Les neutrons vérifiant $L_{min} = 0$ représentent la majorité des neutrons présents dans gamme $U_{col} < E < 90$ neV. Une seconde population de neutrons présente un $L_{min} \neq 0$. Ces neutrons ont la particularité d’avoir des trajectoires ne changeant jamais de sens de rotation. Ne passant jamais par un $L = 0$, il n’est pas possible pour eux de maximiser leur énergie verticale ou angu-

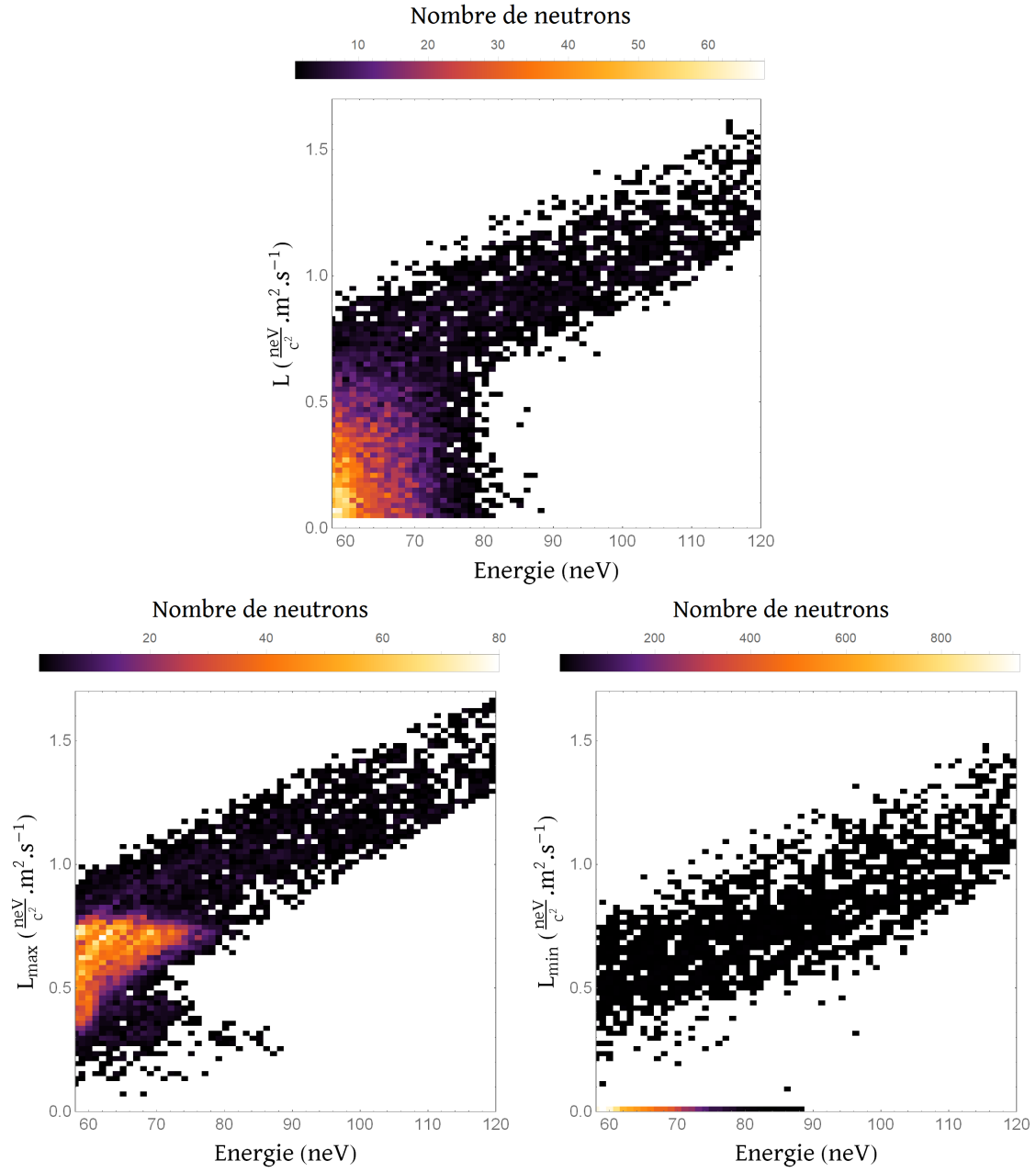


Figure 2.13 – **En haut** : Moment cinétique des neutrons piégés simulés à $t=100$ s en fonction de leur énergie totale. **En bas à gauche** : valeur maximale prise par la norme du moment cinétique des neutrons en fonction leur énergie totale pour la même simulation. **En bas à droite** : valeur minimale prise par la norme du moment cinétique des neutrons en fonction leur énergie totale pour la même simulation.

laire : il ne peuvent explorer le piège proche de la valve magnétique (et donc sortir) ou se rapprocher des parois (et donc être capturé ou sortir par up-scattering). A l'échelle de temps de la simulation leur trajectoire semble relativement stable (voir figure 2.12, la fonction de piégeage simulé est alors indépendante du temps pour $E > 90$ neV) : ils sont donc "piégés".

En complément du moment cinétique il est intéressant d'observer le rayon maxi-

male r_{max} atteint par les neutrons en fonction de leur énergie. En effet, l'efficacité d'un absorbeur radial, c'est-à-dire un absorbeur qui capture tous les neutrons se rapprochant des parois du tube est définies en grande partie par la grandeur $r_{max}(E)$ qui donne la population de neutrons possiblement capturés (la probabilité de capture dépendra ensuite de la fréquence de collision et des propriétés de l'absorbeur). La figure 2.14 montre que pour une énergie donnée le rayon maximal atteint n'est pas unique.

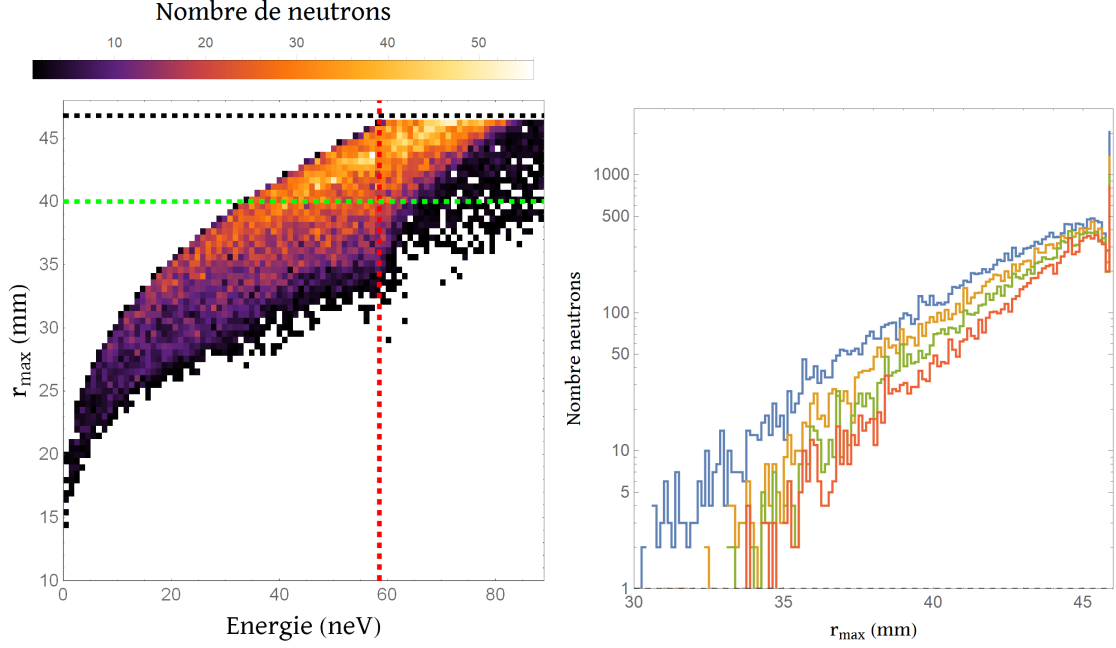


Figure 2.14 – A gauche : Le rayon maximum r_{max} atteint durant la simulation au bout de 100 s. Le trait pointillés noir représente le rayon intérieur du tube centrale. Le trait pointillé rouge représente U_{col} . Le trait vert est illustratif (voir texte). **A droite :** r_{max} atteint par les neutrons sur-critiques *magnétiques* au bout de 25 s (bleu), 75 s (jaune), 150 s (vert) et 300 s (rouge). Le pic sur la droite de l'histogramme à 45.8 mm comptabilise les neutrons qui ont atteint la paroi mais qui ont rebondi moins de 10 fois sur celle-ci.

2.4.1 Nettoyage des UCN sur-critiques

Nous avons donc une relativement bonne connaissance des trajectoires possibles dans le piège. Il s'agit maintenant d'étudier différents types de nettoyages possibles. Nous en avons étudié trois grâce aux simulations. Ces procédures ont ensuite été testés sur HOPE durant l'automne 2018 :

- l'absorbeur radial : il s'agit d'insérer dans le tube central du piège un absorbeur cylindrique creux d'épaisseur choisie venant épouser les contours du piège. Il s'agit donc d'évaluer l'efficacité de ce nettoyage en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur.
- le nettoyage radial + mélange avec le piston : il s'agit d'utiliser l'absorbeur radial avec le piston présent dans le piège afin d'aider au mélange des trajectoires et donc d'aider les neutrons (et particulièrement les sur-critiques) à trouver l'absorbeur radial.

- fermeture du piège en plusieurs étapes : il s'agit de fermer la valve magnétique en deux étapes au lieu de la fermer complètement (ie I_{valve} de 0 A à 320 A en un seul coup). Dans un premier temps, on maintient le courant à une valeur inférieure, par exemple $I_{intermédiaire} = 290$ A pendant un temps Δ_t puis on finit la fermeture à $I_{final} = 320$ A. Une telle opération laisse plus facilement sortir les neutrons sur-critiques par le bas du piège. Cette opération peut s'ajouter au nettoyage radial.

Le nettoyage avec l'absorbeur radial

D'après les simulations cette méthode nécessite un sacrifice très important de neutrons sous critiques afin de retirer l'ensemble des neutrons sur-critiques. Cela est visible sur la figure 2.14 à gauche : la ligne verte représente un hypothétique absorbeur de rayon intérieur 40 mm. Si le nettoyage est assez long, on peut considérer que tous les neutrons situés au-dessus de la ligne verte ($r_{max} > 40$ mm) seront effectivement supprimés (par capture ou up-scattering dans l'absorbeur). Or, si tous les neutrons à droite de la ligne rouge sont des neutrons sur-critiques *magnétiques*, ceux à gauche sont des neutrons sous-critiques. Un tel absorbeur devrait avoir un rayon intérieur de ~ 35 mm pour nettoyer quasi complètement le spectre, conduisant à une perte extrêmement conséquente d'UCN sous-critiques. Des fonctions de piégeage pour différents rayons intérieurs de l'absorbeur son visible figure 2.15 de gauche.

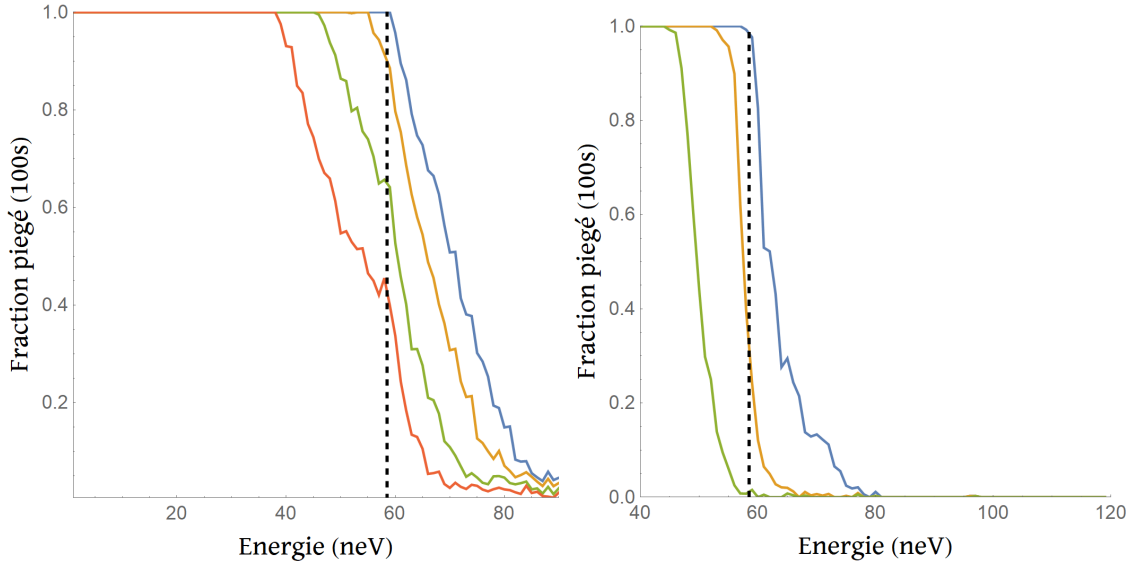


Figure 2.15 – A gauche : fonctions de piégeage. En bleu sans absorbeur radial, en jaune avec un absorbeur de rayon intérieur 44.8 mm (épaisseur 1 mm), en vert avec un absorbeur de rayon intérieur 42.8 mm (épaisseur 3 mm) et en rouge avec un absorbeur de rayon intérieur 40.8 mm (épaisseur 5 mm). **A droite :** fonctions de piégeage pour le piston à $z = -150$ mm. En bleu sans absorbeur radial, en jaune avec un absorbeur de rayon intérieur 44.8 mm (épaisseur 1 mm) et en vert avec un absorbeur de rayon intérieur 42.8 mm (épaisseur 3 mm).

Le nettoyage avec l'absorbeur radial et le piston

Le mélange à l'aide du piston est beaucoup plus efficace car il permet des changements fréquents de trajectoire. Ainsi pour une énergie donnée, quasiment tous les UCN explorent un rayon proche du rayon maximum autorisé : voir la répartition de r_{max} en fonction de l'énergie sur la figure 2.16 (à comparer avec la figure 2.14, la situation en l'absence du piston). Cela permet un nettoyage plus efficace des neutrons sur-critiques qui réduit peu la population de neutrons sous-critiques : voir sur la figure 2.15 de droite la fonction de piégeage jaune pour un absorbeur de 1 mm en présence du piston. La hauteur du piston est déterminante pour la qualité du nettoyage : plus le piston est proche de $z = z_c$ plus le nombre de neutrons mélangés sera important. Néanmoins, deux facteurs entraînant une baisse de statistique viennent diminuer l'intérêt d'utiliser un piston dans une position trop haute. Le premier est la perte d'UCN par capture et up-scattering lié à l'interaction avec le piston. Pour des valeurs de paramètre de perte du téflon mesurées expérimentalement ($\eta = 5 \times 10^{-4}$) et un potentiel de Fermi $V_f = 124$ neV, on trouve par simulation environ 15% de pertes parmi les neutrons sous-critiques pour un nettoyage de 100 s à $z = 233$ mm. Une position plus basse du piston entraîne une perte plus faible puisque moins de neutrons ont la possibilité de rentrer en interaction avec le piston et que la fréquence de collision est moins importante. Le second facteur est l'effet doppler lié à l'insertion du piston dans le piège qui vient augmenter l'énergie des neutrons. En présence de champ magnétique il est difficile d'évaluer le gain d'énergie lié à ce mouvement mécanique. L'inclusion des pièces mouvantes dans les simulations seraient intéressante afin de définir ce gain. Par la suite, le retrait du piston retire, au moins en partie, l'énergie apportée lors de la montée.

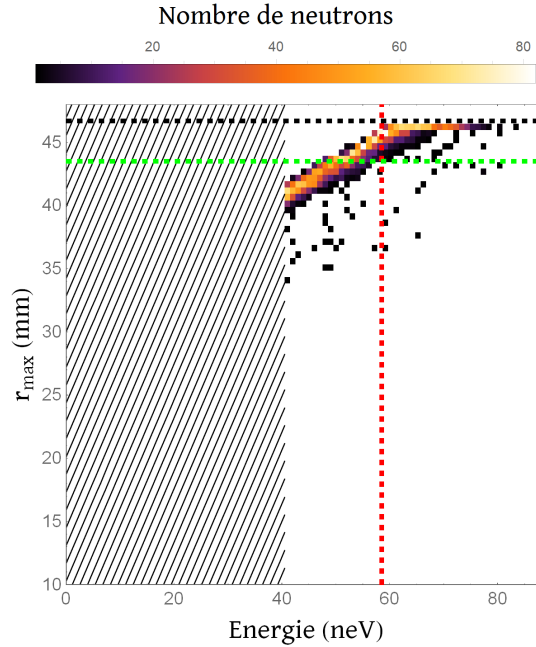


Figure 2.16 – Rayon maximal atteint au bout de 100 s de simulation en fonction de l'énergie pour des neutrons d'énergie comprise entre 40 neV et 120 neV et en présence du piston à $z = 233$ mm.

Le nettoyage avec fermeture par étapes

Finalement une troisième méthode envisageable est la fermeture par étapes du piège. Nous avons simulé le stockage des neutrons durant cette fermeture pour deux courants intermédiaires différents : 270 A et 290 A. Ces courants intermédiaires sont maintenus pendant 100 s avant de fermer complètement le piège à 320 A. La fonction de piégeage est évaluée après 100 s d'attente supplémentaire. Figure 2.17 la fonction de piégeage est relevée 100 s après la fermeture totale. Cette méthode révèle des fonctions de piégeage très proches de celle avec le simple nettoyage radial. Ce nettoyage avec fermeture par étapes est 100 s plus long que les nettoyages précédents, ce qui entraîne une baisse de neutrons piégés de $\sim 10\%$ par décroissance β .

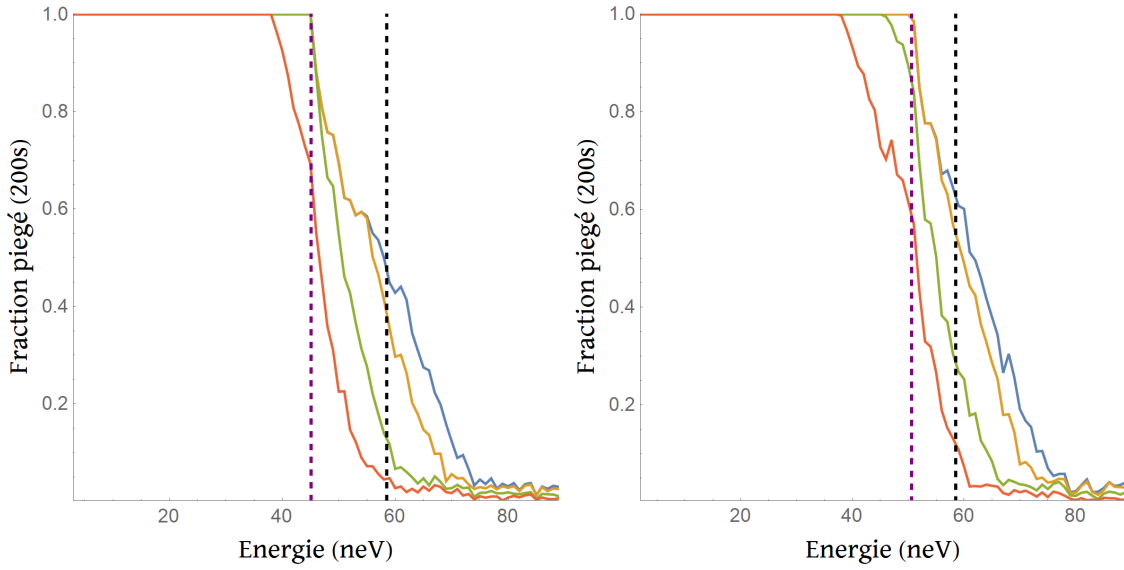


Figure 2.17 – A gauche : Fonction de piégeage pour une fermeture avec un courant intermédiaire de 270 A maintenu 100 s. En bleu la fonction de piégeage sans absorber radial, en jaune avec un absorber de 1 mm d'épaisseur, en vert 3 mm et en rouge 5 mm. Les lignes violette et noire représentent respectivement le potentiel U_{col} à 270 A et 320 A. **A droite :** Idem pour un courant intermédiaire de 290 A.

2.5 Erreurs

2.5.1 Erreur statistique

L'erreur statistique sur la mesure du temps de stockage de HOPE (et donc, par propagation, sur l'estimation de τ_β) est l'erreur ultimement limitante de l'expérience. Cette erreur est minimale pour une mesure n'utilisant que deux temps de stockage t_1 et t_2 où l'on extrait le temps de vie avec l'équation 1.5. Pour obtenir l'erreur statistique minimum nous pouvons évaluer l'incertitude liée à cette mesure par :

$$\begin{aligned}
\Delta\tau_s &= \frac{\Delta t_{stock}}{(\ln N_1 - \ln N_2)^2} \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}} \\
&= \frac{1}{\sqrt{N_1}} \frac{\tau_s^2}{\Delta t_{stock}} \sqrt{1 + \frac{1}{\exp(-\Delta t_{stock}/\tau_s)}}
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Avec $N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{\Delta t_{stock}}{\tau_n}\right)$. Cette expression dépend des N_i les nombres de neutrons piégés mais aussi de τ_s et Δt_{stock} . Pour réduire l'erreur on peut répéter un nombre de fois m la mesure afin de faire augmenter les N_i . Dans la suite on prend pour hypothèse un temps d'acquisition de données de 50 jours (environ un cycle de réacteur à l'ILL) et m le nombre maximal de répétitions de la mesure que l'on peut effectuer pendant ce temps. On peut également chercher à optimiser Δt_{stock} afin de minimiser l'erreur. Pour le cas idéal $\tau_s = 880.2$ on obtient un $\Delta\tau_s$ minimal pour $\Delta t_{stock} = 1952$ s. Cependant cette évaluation du Δt_{stock} optimum ne prend pas en compte qu'en le nombre de répétitions m est directement dépendant du temps d'une mesure et donc de Δt_{stock} . Ainsi en utilisant un raisonnement similaire au paragraphe 2.3 nous pouvons déterminer qu'un couple de mesures dure $\Delta t_{couple} = \Delta t_{stock} + 1500$ s. En faisant l'hypothèse que le nombre de répétitions est le même pour les deux temps de stockage il faut donc pondérer N_1 et N_2 par $1/\Delta t_{couple}$ pour prendre ce temps en compte. On obtient alors un $\Delta t_{stock} = 1542$ s minimisant $\Delta\tau$. On obtient la courbe figure 2.18.

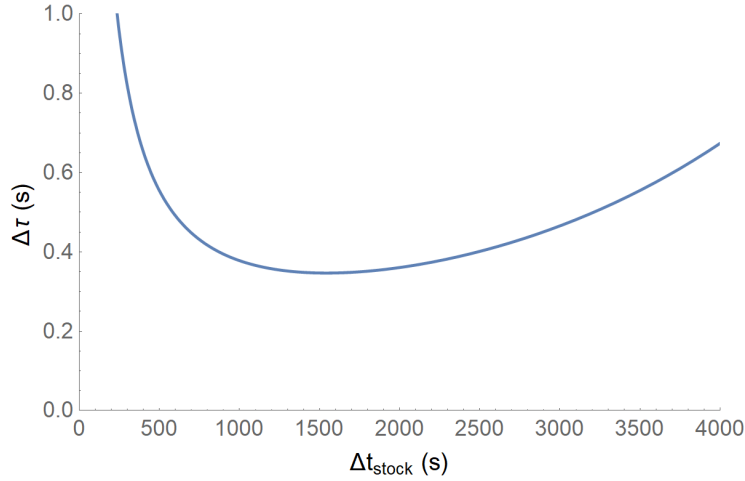


Figure 2.18 – Relation 2.7 pondérée par le nombre de répétitions m dépendant de Δt_{stock} . Avec $N_1 = 10\,000$ neutrons et $\tau_s = 880.2$

On peut alors déterminer l'incertitude statistique minimale accessible pour un temps de prise de données fixé et en fonction du nombre de neutrons initiaux N_1 par remplissage de HOPE. Pour 50 jours de prises de données, nous pouvons alors donner les valeurs indicatives $\Delta\tau(N_1 = 1000) = 1.1$ s, $\Delta\tau(N_1 = 3200) = 0.69$ s, $\Delta\tau(N_1 = 5000) = 0.49$ s et $\Delta\tau(N_1 = 10000) = 0.35$ s. Cette estimation implique une utilisation parfaite du temps de mesure alloué, sans temps mort.

2.5.2 Erreurs systématiques et corrections

Collision avec les molécules de gaz

Dans le cas d'un piégeage parfaitement magnétique, sans dépolarisation et dépourvu de neutrons sur-critiques, la seule source de perte d'UCN autre que par désintégration β (et d'hypothétiques autres canaux de désintégrations) est la diffusion inélastique des UCN sur les molécules de gaz présentes dans le piège. [52]

Dans HOPE nous avons montré durant ce cycle que la pression ultime accessible en l'état est $1.0 \pm 0.3 \times 10^{-7}$ mbar. Cette pression correspond à la valeur attendue en considérant la puissance de pompage et les différentes surfaces présentes dans le volume expérimental. Il est alors raisonnable d'évaluer la correction comme inférieure à $\Delta\tau_{coll} < 0.1$ s dans le cas d'une composition de gaz résiduel classique (eau et diazote) [52, 43]. Néanmoins la composition du gaz résiduel de HOPE peut différer de la composition classique pour trois raisons :

- Il peut exister une possibilité de contamination du vide à l'hélium-3 puisque les détecteurs utilisés de type Dunya en utilise. L'hélium-3 possède une très grande section efficace de capture ($1.28 \pm 0.41 \times 10^6$ b) et une pression partielle d'hélium-3 de $P = 1 \times 10^{-7}$ mbar conduirait à un temps de stockage réduit de 200 s. Pour une correction de +0.1 s la pression partielle d'hélium-3 doit être de $P = 2.6 \times 10^{-11}$ mbar.
 - Il existe une zone froide (~ 120 K).
 - De la graisse Fomblin est présente dans le piège, notamment sur le piston.
- Il faudrait donc faire une étude spectroscopique du gaz résiduel afin de quantifier précisément l'erreur liée à la capture et l'up-scattering sur les molécules de gaz. Cette étude n'a pas encore été réalisé.

Évolution dans l'espace des phases

Étant donnée le temps d'ouverture du piège (8 s dans le cas le plus court, sans palier et 260 s dans le cas le plus long envisagé) le comptage des neutrons n'est pas instantané et s'étend sur un certain temps $\delta_m t$. Cet étalement du comptage, allié à une évolution dans l'occupation de l'espace des phases peut entraîner une erreur. En effet, lors de l'ouverture du piège les neutrons mettent chacun un temps différent à atteindre le détecteur – les plus rapides l'atteignant, en moyenne, plus rapidement. Ainsi, si les premiers neutrons détectés ont eu un temps t_1 (ou t_2) pour se désintégrer, les derniers détectés ont eu le temps $t_1 + \delta_m t$ (ou $t_2 + \delta_m t$). Cette différence ne présente aucun problème à condition que la zone peuplée dans l'espace des phases soit exactement la même à t_1 et à t_2 , c'est-à-dire que les premiers (respectivement derniers) neutrons détectés en t_1 auraient également été détectés en premier (resp. derniers) à t_2 de telle manière que pour tout volume de l'espace des phases le temps de stockage soit bien $t_2 - t_1 = t_2 + \delta_m t - (t_1 + \delta_m t) = \Delta t_{stock}$. Dans le cas contraire, où l'occupation l'espace des phases évolue, on a alors une dépendance du temps de stockage effectif à l'espace des phases : $\Delta t_{stock}(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \neq \text{constant}$, le temps de stockage n'est pas le même pour tous les neutrons. Cette modification de l'espace des phases peut être naturelle de par la dynamique des neutrons dans le piège ou induite par une cause extérieure comme le chauffage du spectre.

Pour corriger cet effet on ne prendra pas pour N_i la valeur de l'intégrale du signal $s_n(t)$ sur le temps de la vidange $N_i = \int_{t_i}^{t_i+\delta_m t} s_n(t)dt$ (c'est-à-dire l'intégrale du signal *porc-épic* durant la phase de vidange, voir figure 2.7) mais plutôt, la quantité :

$$N_i^c = \int_{t_i}^{t_i+\delta_m t} \exp(t/\tau_s) s_n(t) dt \quad (2.8)$$

qui représente le nombre de neutrons présents dans un piège possédant un temps caractéristique de stockage τ_s et au temps $t = t_i$. τ_s est déterminé par itération. La première évaluation du temps de stockage peut se faire sans correction ou en prenant $\tau_s = \tau_{\beta \text{ PDG2018}}$. De cette première évaluation on extrait un temps de stockage qui peut servir à re-évaluer les données et répéter l'opération jusqu'à la précision voulue. En pratique deux itérations sont suffisantes pour obtenir un résultat entaché d'une très faible erreur comme le montre l'exemple suivant :

On utilise deux fonctions normalisées notablement différentes $f_1(t)$ et $f_2(t)$ (voir figure 2.19 en trait plein). f_1 (respectivement f_2) représente la forme du signal de la vidange du piège à $t_1 = 0$ s (respectivement $t_2 = 1500$ s) en l'absence de perte de neutrons (que ce soit par décroissance β ou autres). La différence de forme entre f_1 et f_2 représentent l'impact (hypothétique) d'une évolution du peuplement dans l'espace des phases. Pour reconstruire le taux de comptage au niveau du détecteur $s_i(t)$ on rajoute les pertes lié au stockage de temps caractéristique τ_s (lié à la décroissance β et autres) $s_i(t) = \exp(-(t + t_i)/\tau_s) f_i(t)$ (en pointillés sur la figure). Pour l'exemple on prendra $\tau_s = 800$ s. Dans un premier temps on peut déterminer N_1 et N_2 qui sont les intégrales non corrigées de s_1 et s_2 . A l'aide de l'équation 1.5 on obtient donc un temps de stockage non corrigé $\tau_{nc} = 776.5$ s. L'écart au temps τ_s de 23.5 s est uniquement dû à la différence de forme entre f_1 et f_2 . En utilisant $\tau_s = \tau_{nc}$ dans l'équation 2.8 on trouve $\tau_{corrigé} = 800.07$ s (pour un $\tau_s = 800$ s). La correction est très efficace malgré l'usage d'un τ_s de correction éloigné de 23.5 s de la valeur attendu. Le processus peut être réitéré une seconde fois afin d'obtenir une erreur très inférieur à 0.1 s.

Cette correction suppose que la population de neutron varie en suivant un comportement simple exponentielle de temps caractéristique τ_s . Dans le cas d'un piège magneto-gravitationnel où l'objectif est de mesurer le temps de vie sans extrapolation lié aux pertes matériels le comportement multi-exponentiel de la population (dû par exemple aux neutrons sur-critiques ayant survécu au nettoyage et présent durant le stockage) est faible devant le temps de stockage τ_s , il implique une correction totale de l'ordre de la seconde [18, 41]. Ainsi on peut le négliger une éventuelle.

Finalement l'hypothèse sous-jacente à cette correction la plus incertaine est que le temps caractéristique de perte des UCN piégé doit être le même pendant le stockage et pendant la vidange. Or la configuration du piège n'est pas la même dans les deux situations (le courant dans la valve magnétique varie). Néanmoins, comme pour la remarque précédente, dans le cas d'un piège magnéto-gravitationnel τ_s vaut $\sim \tau_{\beta}$ avec un écart de l'ordre de la seconde, or comme l'exemple précédent le souligne, même avec une mauvaise estimation de τ_s on corrige de manière efficace l'erreur

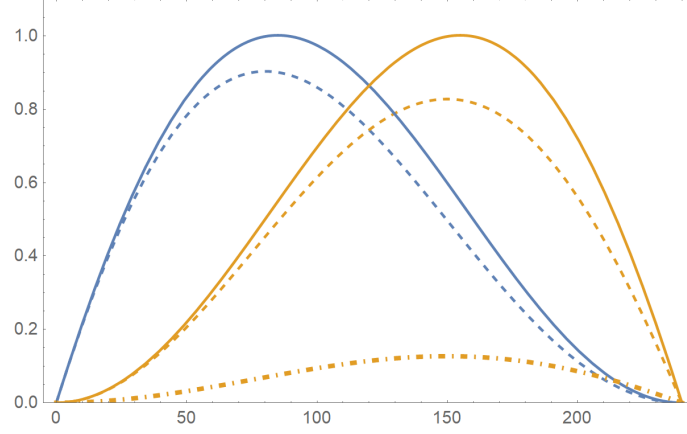


Figure 2.19 – En trait plein : en bleu f_1 et en jaune f_2 des signaux normalisés s'étendant sur 260 s. En pointillés fins $s_i(t)$ le signal effectivement détecté modifié des neutrons qui sont perdus pendant le temps de la mesure. En pointillés épais jaunes le signal mesuré à $t = 1500$ s : $\exp(-1500/\tau_s)s_2(t)$

attribuable à ce phénomène. Un support des simulations serait ici intéressant pour étudier les conditions de piégeage durant la vidange du piège.

Dans tous les cas la correction minimal à appliquer est $\tau_s = \tau_\beta$ PDG2018.

Dépendance de la détection au spectre

On mentionnera ici la dépendance de l'efficacité du détecteur aux différentes énergies dues à la fenêtre d'entrée en aluminium. Un changement d'énergie du spectre (qui signe un stockage imparfait) implique ainsi une modification de l'efficacité de détection qui vient biaiser la mesure. Cet effet n'a été investigué dans ce travail. L'erreur qui pourrait en découler peut être évaluée à l'aide de simulations.

Chauffage par vibration

Le chauffage du spectre entraîne deux types d'erreurs. Une qui provient de la modification spectre et *de facto* l'évolution du peuplement de l'espace des phases (cf paragraphe précédent) et une autre due à l'accroissement du nombre de neutrons sur-critiques (ou leur apparition s'il n'en existait initialement aucun). Dans le cas des pièges matériels le chauffage a lieu lors des collisions avec les parois. Dans le cas des pièges magnétiques, cela arrive si le champ n'est pas invariant dans le temps $\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0$. Deux origines peuvent être identifiées :

- Une variation dans le courant générant le champ. Toutefois pour HOPE les bobines fonctionnant en mode supraconducteur et permanent il n'y a pas de variations du courant.
- Une vibration des sources du champ. Celles-ci peuvent venir de contraintes internes aux bobines (stabilité des champs des bobines supraconductrices) ou de la vibration même de la structure supportant les sources du champ.

C'est ce dernier cas qui est à étudier pour HOPE. En effet, le cryostat utilisé pour refroidir les bobines utilise deux têtes froides. Celles-ci sont composées de pistons se mouvant avec force à une fréquence de l'ordre du hertz. Ces allers et retours

entraînent des vibrations dans toute la structure. Les dimensions de l'expérience (2.5 m de haut et d'environ 1 t posé sur une table à ~ 2 m du sol) rendent l'ensemble particulièrement propice aux vibrations.

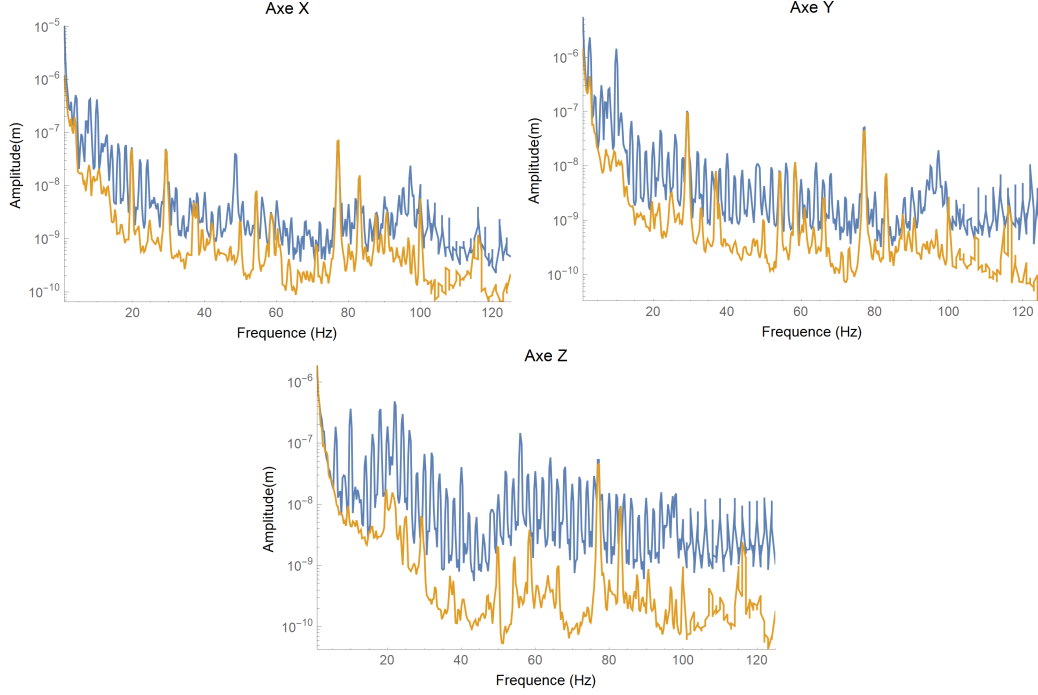


Figure 2.20 – Vibration du cryostat avec les têtes froides allumées (en bleu) et éteintes (en jaune)

Nous avons donc mesuré les vibrations que subit le cryostat (figure 2.20). On note clairement les vibrations engendrées par les têtes froides avec des fréquences fondamentales à 2 Hz et 3 Hz. Les mesures effectuées présentent un défaut important : le capteur est disposé à l'extérieur du cryostat sur la bride inférieure alors que les aimants permanents et supra-conducteur sont suspendus sur la bride supérieure. Leurs vibrations peuvent donc être significativement différentes de celles mesurées. Les mesures nécessiteraient d'être à nouveau réalisées avec des capteurs fixés directement aux aimants et au bain contenant les bobines afin d'avoir une meilleure estimation des vibrations.

Facteur	ΔE moyen (neV)	Écart type de ΔE (neV)
Sans vibration	0.015	0.036
1	0.14	0.059
10	1.2	0.59
100	12	4.5

Table 2.1 – Gain moyen d'énergie et écart type du gain dû aux vibrations obtenues par simulation

Ces spectres (et leurs phases) peuvent être implémentés dans les simulations afin

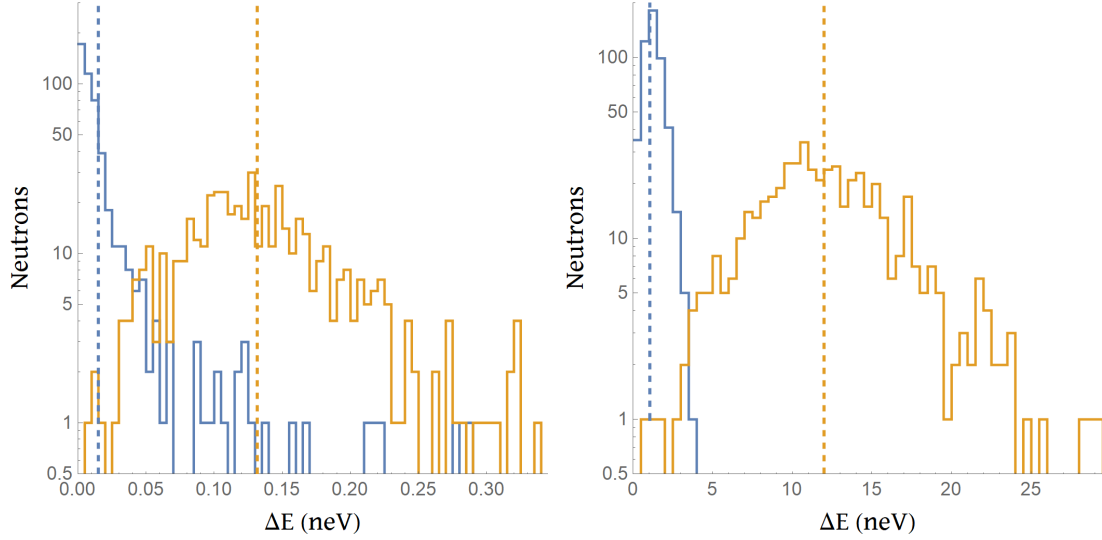


Figure 2.21 – A gauche : La valeur absolue de la variation d’énergie ΔE d’UCN simulés pendant 300s dans HOPE. En bleu le cas sans vibration (c’est l’élargissement en énergie dû à l’intégration numérique imparfaite) et en jaune avec les vibrations mesuré. **A droite :** Idem pour une amplitude de vibration multipliée par un facteur multiplicateur de 10 en bleu et de 100 en jaune.

d’obtenir une estimation du chauffage des UCN (figure 2.21). On obtient les gains moyens en énergie visible table 2.1. D’après les simulations le chauffage engendré par les vibrations est d’environ 0.13 neV pour 300 s soit 0.65 neV pour un temps de 1500 s. Et l’élargissement moyen est globalement proportionnel à l’amplitude de la vibration. On voit également que l’effet des vibrations n’est pas négligeable et qu’il pourrait même être particulièrement conséquent si l’amplitude des vibrations est sous-estimée. Il n’a pas été évalué de manière quantitative l’effet sur les mesures de temps de vie mais compte tenu des résultats qui montrent un effet notable, il semble nécessaire de poursuivre l’analyse des vibrations. Cette analyse est actuellement limitée par le positionnement du capteur et la précision des simulations (en énergie et en statistique).

Notons par ailleurs que ces simulations doivent remplir certaines conditions concernant la taille des pas de l’intégration numérique afin d’être fiables et d’éviter toute aberration liée à l’échantillonnage des valeurs du champ (nécessaire pour résoudre les équations de mouvement). Dans les simulations, le pas maximal pour l’intégration, défini en distance, vaut 1 mm. Ainsi en prenant une vitesse minimale d’environ $V_{min} = 0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ on obtient que le pas de temps maximal possible est de 20 ms ce qui correspond à une fréquence de 500 Hz. On peut justifier la vitesse minimale considérée de $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en constatant que sur la distribution de vitesse instantanée dans le piège (figure 2.22) la fraction des UCN tel que $v < 0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est très faible. Pour cette raison seul les mesures de vibration pour des faibles fréquences ($< 130 \text{ Hz}$) ont été implémentées dans la simulation. Ainsi le pas de temps maximal de la simulation est 3.5 fois plus petit que la plus petite des périodes des vibrations : cela n’assure dans cette situation qu’une résolution peu précise des équations. Un pas de temps plus petit est nécessaire pour une meilleure résolution, rallongeant d’autant le temps de calcul.

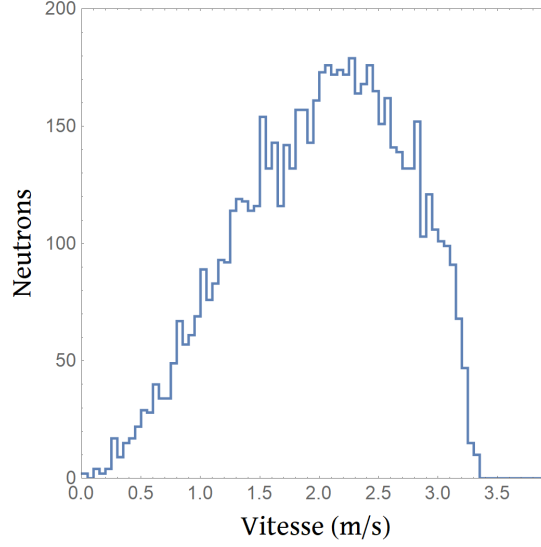


Figure 2.22 – Vitesse instantanée des neutrons d’énergie $E < E_{col}$ dans HOPE obtenu par génération d’une population aléatoire de neutrons piégés dans HOPE.

Une seconde manière d’étudier les variations du champ magnétique serait de disposer dans le piège un capteur de champ magnétique découplé mécaniquement du cryostat. Une telle méthode permettrait d’observer les variations totales du champ directement. Il serait souhaitable d’associer au capteur de champ magnétique un capteur de vibration pour éliminer les variations du champ liées aux vibrations du capteur.

Dépolarisation

Seuls les neutrons dont les spins sont antiparallèles au champ magnétique sont piégés. Il est cependant possible qu’un neutron voit son état de spin changer. Si cette probabilité ne dépend pas initialement de l’énergie des neutrons, elle en dépend *de facto* de par sa dépendance à la trajectoire des neutrons $\mathbf{x}_n(t)$ et donc des zones de champ traversées. La probabilité de transition est négligeable lorsque les conditions adiabatiques sont remplies, c’est-à-dire que le champ orthogonal à la direction de polarisation varie faiblement en valeur relative du champ total :

$$\left| \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2} \times \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| \ll \omega_l$$

où $\mathbf{x}_n(t)$ est la trajectoire du neutron et $\omega_L = 2\pi\nu_L$ la pulsation de Larmor. Cette condition peut être exprimée de manière plus conservatrice par :

$$\frac{1}{|\mathbf{B}|} \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right| \ll \omega_l$$

Les deux situations critiques sont les zones de champ nul dans lesquelles l’état de spin n’est plus défini et les zones de champ variant trop rapidement. HOPE vérifiant théoriquement ces conditions, on ne s’attend pas à des dépolarisations. Une discussion sur le taux de dépolarisation théorique est présente dans les travaux

de thèse de K. Leung [31] et de F. Rosenau [48]. Il en ressort qu'en posant $\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{d\mathbf{B}}{dx_n} \frac{dx_n}{dt} = v_n \frac{d\mathbf{B}}{dx}$ où v_n est la vitesse des neutrons, on peut vérifier que la condition adiabatique est remplie à tous les endroits du piège. Et que pour une vitesse de l'ordre de $\sim 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, il faudrait un gradient de champ de l'ordre de $1 \text{ T} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Il ressort aussi d'après les simulations que pour un champ de 50 mT (qui est le champ minimum présent dans la configuration de HOPE utilisé dans ce travail), la probabilité de dépolarisation est inférieure à $2 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Cela est $\sim 5 \times 10^5$ plus faible que la probabilité de décroissance du neutron, la correction entraînée est $\ll 0.1 \text{ s}$. En prenant en compte les vibrations du champ qui ont été mesurées dans ce travail, les conclusions ne changent pas. En effet, celles-ci ont une fréquence ν_{vib} de l'ordre de $\sim 1 \text{ Hz}$ et une amplitude $a_{vib} < 1 \mu\text{m}$. Prendre en compte les vibrations revient à utiliser une trajectoire et une vitesse effective :

$$\begin{aligned}\mathbf{x}_{eff} &= \mathbf{x}_n + \mathbf{d}_{vib} = \mathbf{x}_n + \int_0^\infty \mathbf{a}_{vib}(\nu) \sin(2\pi\nu t + \phi_{vib}(\nu)) d\nu \\ \mathbf{v}_{eff} &= \mathbf{v}_n + \mathbf{v}_{vib} = \mathbf{v}_n + \int_0^\infty 2\pi\nu \mathbf{a}_{vib}(\nu) \cos(2\pi\nu t + \phi_{vib}(\nu)) d\nu\end{aligned}$$

En faisant l'hypothèse d'un seul mode de vibration de 100 Hz et d'amplitude $1 \mu\text{m}$ (estimation très conservatrice, voir figure 2.21), on a $\mathbf{v}_{eff} \approx \mathbf{v}_n$ puisque $\mathbf{v}_{vib}$ prend pour valeur maximale $2\pi\nu_{vib}|\mathbf{a}_{vib}| \approx 0.6 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ qui est très inférieur à $|\mathbf{v}_n| \sim 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On ne s'attend donc pas à un effet notable sur la dépolarisation.

Il est cependant utile de s'assurer expérimentalement de l'absence de cet effet. La géométrie de HOPE le permet. En effet, comme les neutrons dépolarisés se transforment en *high-field seekers*, ils ont la possibilité de sortir à travers la valve magnétique (leur altitude à l'endroit de leur dépolarisation est supérieure à la valve magnétique, ce qui leur assure un gain d'énergie gravitationnelle leur permettant d'échapper à l'attraction de celle-ci). Cependant, ces neutrons vont effectuer un certain nombre de collisions sur les parois du piège avant d'être détectés, réduisant l'efficacité de la détection. Cette efficacité dépend du gain d'énergie induit par la dépolarisation. Il est nécessaire de s'assurer que l'énergie des neutrons dépolarisés lors des collisions est inférieure aux potentiels de Fermi qu'ils rencontrent : l'inox au niveau du tube central avec $V_f^{inox} = 183 \text{ neV}$ et le cuivre au niveau de l'insert avec $V_f^{cuivre} = 170 \text{ neV}$. Le gain maximal d'énergie lors de la collision avec ces éléments est $\Delta E = 60.4(|\mathbf{B}_{col}| - |\mathbf{B}_{dep}|)$, avec $|\mathbf{B}_{col}|$ la norme du champ magnétique à l'endroit de la collision et $|\mathbf{B}_{dep}|$ la norme du champ à l'endroit de la dépolarisation. Cette énergie vient s'ajouter à l'énergie cinétique et l'énergie potentiel gravitationnel à l'endroit de la dépolarisation. Le cas le plus critique est celui menant au plus grand gain d'énergie possible, c'est-à-dire $|\mathbf{B}_{dep}|$ minimale. Il correspond à une dépolarisation au centre du piège, $r = 0 \text{ mm}$, et à l'altitude maximale. Pour les neutrons d'énergie 58.4 neV, cela correspond à $|\mathbf{B}_{dep}| \sim 50 \text{ mT}$. Le champ maximal au niveau des parois inox du piège est d'environ 2.2 T au plus proche de la valve magnétique (et respectivement 1.3 T dans le haut, loin de la valve magnétique). L'énergie totale maximale, dans le cas le plus défavorable et pour les neutrons sous-critique, est alors de $58.4 \text{ neV} + 129.9 \text{ neV} = 188.3 \text{ neV}$ (resp $E_i + \Delta E = 133.9 \text{ neV}$). Pour le cas du cuivre le sommet de l'insert se trouve dans une zone de champ fort à 2 T donnant une énergie totale $58.4 \text{ neV} + 117.8 \text{ neV} = 176.2 \text{ neV}$. Ainsi dans les deux situations

les cas les plus défavorables conduisent à des énergies très légèrement supérieures aux potentiels de Fermi. Cependant ce cas extrême (neutron d'énergie E_{col} , dépolarisé au plus mauvais endroit et faisant un rebond avec un angle d'incidence de 90 deg) étant relativement peu probables on s'attend à pouvoir observer les neutrons dépolarisés. Afin de quantifier l'efficacité de leur extraction, une simulation prenant en compte la géométrie (et notamment l'interstice entre l'insert en cuivre et le tube en inox dans lequel les neutrons dépolarisés peuvent se glisser) serait nécessaire.

Dans le cadre de ce travail, ni investigation expérimentale ni simulation n'a été réalisée sur ce point précis. Un courant important $I = 40$ A a été utilisé dans la bobine intermédiaire afin de maintenir un champ magnétique minimal de 50 mT dans l'ensemble du piège, rendant ainsi les dépolarisations théoriquement négligeables. Cependant une procédure expérimentale permettant d'évaluer la borne supérieure du taux de dépolarisation serait souhaitable. La simulation du spin et des dépolarisations au sein du piège est moins utile puisque nous savons déjà d'après les équations théoriques (les mêmes qui seraient utilisées dans la simulation) que la probabilité de dépolarisation obtenue serait extrêmement basse ($\sim 2 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$).

Neutrons sur-critiques et bruit de fond

Les neutrons sur-critiques sont la difficulté majeure de ce type d'expérience. Ils nécessitent une procédure de nettoyage du spectre qui permette non seulement de les supprimer mais également de montrer qu'ils sont effectivement absents du piège. Comme nous l'avons déjà vu, il existe deux types de neutrons sur-critiques.

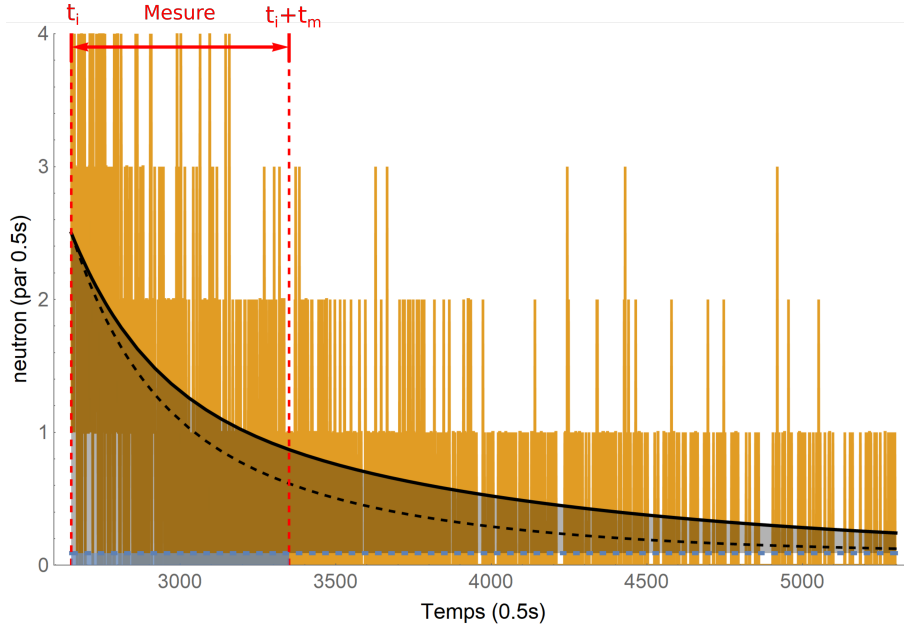


Figure 2.23 – En jaune, le signal au détecteur lors d'un stockage de neutron de 1600 s. En bleu pointillé le bruit de fond BdF . En noir pointillé l'ajustement de des neutron qui fuit par $fuite(t)$. En noir l'ajustement corrigé de la décroissance β . L'aire teintée en bleu est la correction due au bruit de fond sur une hypothétique mesure qui se déroulerait entre les deux traits pointillé rouge. L'aire teintée en noir est la correction due aux neutrons sur-critiques à appliquer.

Les neutrons *sur-critiques magnétiques*, qui peuvent être suivis avec le détecteur, constituent le premier type. Un signal supérieur au bruit de fond durant le temps de stockage implique une fuite de neutrons (ou éventuellement des dépolarisations). Il sera donc cherché une procédure de nettoyage du spectre conduisant à un signal égal au bruit de fond. Dans le cas où un léger écart est observé, les mesures peuvent être partiellement corrigées en soustrayant au comptage N_i le nombre de neutrons sur-critiques N_i^{sc} estimé à partir de l'écart au bruit de fond. Pour ce faire, le signal de fuite peut être ajusté avec un modèle visant uniquement à décrire empirique les observations :

$$fuite(t) = a \exp(-bt) + c \exp(-dt) + BdF \quad (2.9)$$

où a, b, c et d sont les paramètres libres des deux exponentielles décrivant la fuite des neutrons sur-critiques et BdF est le bruit de fond au détecteur de HOPE. Le bruit de fond au détecteur de HOPE est déterminé pendant la phase de remplissage de SUN2, dans une configuration des différents éléments mécaniques (répartiteur 3 voies, vanne et switch de HOPE) identique à celle utilisé lors de l'attente et de la vidange du piège. On corrige alors N_i avec la quantité :

$$\delta N_i = t_m B_f + \int_{t_i}^{+\infty} \exp(\lambda t) (f(t) - B_f) dt \quad (2.10)$$

Le premier terme est l'intégrale du bruit de fond sur le temps de la mesure (aire en bleu figure 2.23). Le second terme, où l'on utilise la correction en $\exp(t/\tau_{nPDG})$, est la quantité de neutrons sur-critiques contenue dans le piège au temps t_i (aire grisée en noir figure 2.23).

Le second type de neutrons sur-critiques est constitué des neutrons *sur-critiques matériels*, qui sont invisibles pour le détecteur et qui induisent une erreur $\Delta\tau_{mat}$ sur l'évaluation du temps de vie. Pour déterminer leur influence, nous utilisons la procédure suivante (voir figure 2.24 pour les relations entre les différents coefficients introduits) :

1. Déterminer une méthode de préparation des UCN (remplissage de HOPE, nettoyage) qui semble satisfaisante.
2. Effectuer une première mesure de temps de stockage : la mesure principale, en utilisant uniquement la méthode de préparation retenue. On obtient un temps de stockage "principal" et son erreur statistique : $\tau_p \pm \Delta\tau_p$ (et la probabilité de pertes associée $\lambda_p = 1/\tau_p$). $\Delta\tau_p$ sera l'incertitude statistique sur l'estimation finale de τ_n .
3. Effectuer une seconde mesure de temps de stockage : la mesure de contrôle, en utilisant la méthode de préparation retenue puis en introduisant dans le piège durant tout le temps du stockage un tube d'un matériau absorbant venant épouser le tube central au plus proche (dans notre cas nous utilisons un tube en inox de 0.5 mm d'épaisseur recouvert d'un dépôt en titane). On obtient un temps de stockage "de contrôle" et son erreur statistique : $\tau_c \pm \Delta\tau_c$ (et la probabilité de pertes associée $\lambda_c = 1/\tau_c$).

4. Extraire des deux mesures l'écart $\Delta\tau_{mat}$. Si cette différence implique une erreur trop importante (> 1.0 s) la méthode de préparation des UCN retenue en 1. n'est pas assez efficace.

Pour extraire $\Delta\tau_{mat}$ nous avons accès à :

- λ_p et λ_c qui conduisent à la différence $\delta\lambda_{pc} = \lambda_c - \lambda_p$.
- r_λ , le rapport entre les probabilités de perte des neutrons sur-critiques par unité de temps entre la mesure principale et de la mesure de contrôle :

$$r_\lambda = \frac{\lambda_{perte}^c}{\lambda_{perte}^p} = \frac{\lambda_{perte}^{titane}}{\lambda_{perte}^{inox}}$$

En approximant la fréquence de collision comme étant égale dans les deux situations, en prenant $\eta_{inox} \approx 5 \times 10^{-4}$ et une probabilité de perte par rebond de 0.5 pour le titane, on obtient $r_\lambda \approx 1000$. Dans la suite on prendra $\lambda_{perte}^c = \lambda_{perte}^p$ et $\lambda_{perte}^p = \lambda_{perte}^c / r_\lambda$.

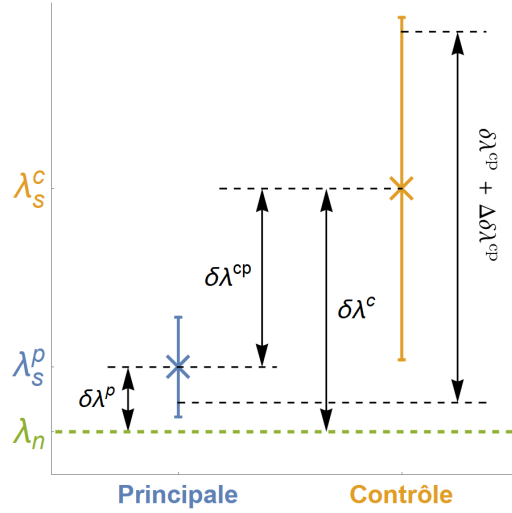


Figure 2.24 – Relations schématiques entre les différents λ : λ_n est la probabilité de décroissance du neutron, λ_p et λ_c proviennent des mesures principales et de contrôles. Les barres d'erreur représentent uniquement l'erreur statistique.

Le concept est d'extrapoler la valeur de lambda $\delta\lambda_p = \lambda_p - \lambda_n$ (qui conduit directement à $\Delta\tau_{mat}$) à partir de r_λ et $\delta\lambda_{cp}$. Dans cet objectif, on décrit l'évolution théorique de la population d'UCN dans le piège par :

$$N(t) \propto \exp(-\lambda_n t)(1 + R \exp(-\lambda_{perte} t))$$

où R est la fraction initiale de neutrons sur-critiques évoluant avec le temps caractéristique $(\lambda_n + \lambda_{perte})^{-1}$ et λ_{perte} est la probabilité de perte par unité de temps liée aux collisions avec les parois du piège. Lorsqu'une telle population est décrite par une exponentielle simple elle à un temps de stockage $\tau_s = 1/\lambda_s$ déterminé grâce à l'équation 1.5 :

$$\tau_s(R, \lambda_{perte}) = \frac{\Delta t_{stock}}{\Delta t_{stock} \lambda_n + \ln([1 + R]/[1 + R \exp(-\lambda_{perte} \Delta t_{stock})])} \quad (2.11)$$

Comme la mesure de contrôle et la mesure principale ont la même fraction initiale de neutrons sur-critiques $R_c = R_p = R$ on peut écrire en négligeant les termes en R^2 :

$$\delta\lambda_{cp} = \frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_p} \approx \frac{1}{\Delta t_{stock}} \ln \left[\frac{1 + RC_1}{1 + RC_2} \right] \quad (2.12)$$

avec

$$\begin{aligned} C_1 &= 1 + \exp(\lambda_{perte} \Delta t / r_\lambda) \\ C_2 &= 1 + \exp(\lambda_{perte} \Delta t) \end{aligned} \quad (2.13)$$

et finalement en inversant la relation on peut obtenir R :

$$R = \frac{\exp(\Delta t_{stock} \delta\lambda_{cp}) - 1}{C_1 - C_2 \exp(\Delta t_{stock} \delta\lambda_{cp})} \quad (2.14)$$

Cette dernière relation permet d'évaluer R en fonction de r_λ , λ_{perte} et $\delta\lambda_{cp}$. En injectant R dans l'équation 2.11 on obtient l'écart au temps de vie du neutron sur la mesure principale (qui découle de $\delta\lambda_p$, la perte lié aux rebonds sur l'inox) :

$$\Delta\tau_{mat} = \tau_n - \tau_s(R, r_\lambda \lambda_{perte}) \quad (2.15)$$

Il faut donc évaluer la plage de valeur réaliste que peut prendre λ_{perte} .

Un dernier paramètre doit finalement être pris en compte : lorsque la procédure de préparation ne laisse aucun neutrons sur-critiques on s'attend à ce que $\delta\lambda_{cp} = \frac{1}{\tau_p} - \frac{1}{\tau_c}$ soit nul en valeur moyenne et à l'incertitude statistique près. On remplacera alors $\delta\lambda_{cp}$ par :

$$\delta\lambda_{cp} + \Delta\delta\lambda_{cp} = \frac{1}{\tau_p} - \frac{1}{\tau_c} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\tau_p}{(\tau_p)^2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\tau_c}{(\tau_c)^2} \right)^2} \quad (2.16)$$

On peut évaluer la correction $\Delta\tau_{mat}$ pour différents λ_{perte} et pour un $\delta\lambda_{cp} + \Delta\delta\lambda_{cp}$ probable Cette évaluation permet de déterminer la relation entre la précision statistique sur la mesure de contrôle et la correction $\Delta\tau_{mat}$. Dans le cas d'une mesure utilisant une procédure de nettoyage efficace ne laissant aucun sur-critique et en considérant $\Delta\tau_c \gg \Delta\tau_p$ il est probable d'observer un écart entre la mesure de contrôle et la mesure principale de $|\tau_c - \tau_p| \approx \Delta\tau_p$. En prenant $\tau_n = \tau_p = \tau_{PDG\ 2018} = 880.2$ s et en définissant $X = \Delta\tau_c$ on peut réécrire l'équation 2.16 :

$$\delta\lambda_{cp} + \Delta\delta\lambda_{cp} = \frac{1}{880.2} - \frac{1}{880.2 - X} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\tau_p}{880.2^2} \right)^2 + \left(\frac{X}{(880.2 - X)^2} \right)^2} \quad (2.17)$$

Pour une mesure principale de précision statistique $\Delta\tau_p = 0.1$ s on obtient les résultats figure 2.25.

La correction $\Delta\tau_{mat}$ dépend de λ_{perte} (la probabilité de perte par contact avec les parois en titane lors de la mesure de contrôle), il est donc nécessaire de pouvoir estimer la valeur λ_{perte} ou au minimum la valeur minimale réaliste conduisant afin

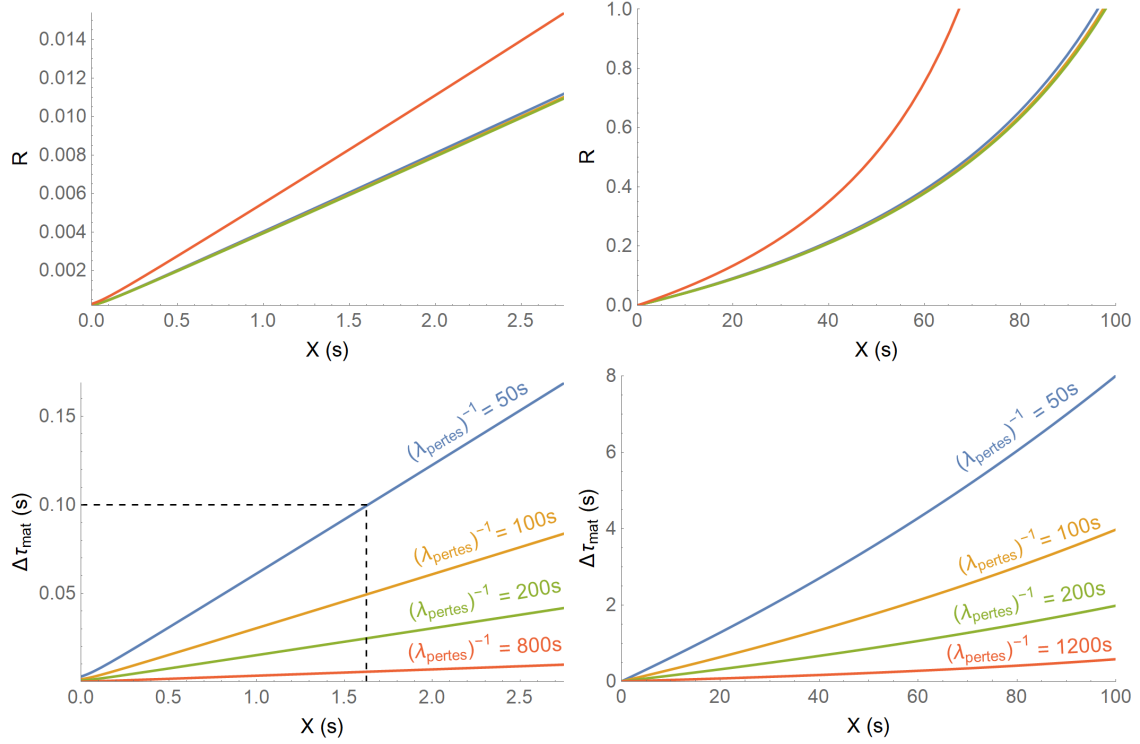


Figure 2.25 – $\Delta\tau_{mat}$ et R déduit des équations 2.14, 2.15 et 2.17 et avec $\Delta\tau_p = 0.1$ s. Seul la plage de X change entre les figures de gauche et de droite.

de ne pas sous-estimer $\Delta\tau_{mat}$. Considérer un λ_{perte} tel que le temps caractéristique minimale des neutrons sur-critiques soit $1/\lambda_{perte} = 50$ s semble raisonnable. En effet, en faisant l'hypothèse très conservatrice que le temps caractéristique de ces neutrons est le même pendant un nettoyage qui durera 200 s que pendant le stockage (ce qui est une autre manière de dire que le nettoyage serait complètement inefficace sur ces derniers) alors les sur-critiques seraient supprimés à 98.2% pendant le nettoyage. Or d'après les figures 2.25, pour $1/\lambda_{perte} = 50$ s la proportion après nettoyage doit être d'environ 0.7% pour atteindre $\Delta\tau_{mat} = 0.1$ s. Soit environs 28% de l'effectif total avant un nettoyage efficace à 98.2%. Une telle proportion de neutrons sur-critiques ayant un temps de vie 50 s est facilement mesurable avec des mesures sans nettoyage et des temps de stockage court. Comme nous allons le voir dans le prochain chapitre il est possible d'évaluer grossièrement le temps de vie des neutrons sur-critiques. Celui observé est supérieur à 50 s et de l'ordre de 100 à 300 s. Ainsi on pourra retenir 50 s comme une valeur conservatrice sur-estimant l'erreur.

Dans le cas $1/\lambda_{perte} = 50$ s on s'attend à devoir réaliser la mesure de contrôle avec une précision $\Delta\tau_c \approx 1.6$ s pour obtenir un $\Delta\tau_{mat} = 0.1$ s (en pointillé noir sur la figure 2.25). Ainsi la mesure de contrôle doit être réalisée avec une précision 16 fois inférieure à la mesure principale pour introduire une erreur du même ordre que l'erreur statistique, $\Delta\tau_{mat} \sim \Delta\tau_p$. Cela est réalisable et ne réduit que très marginalement la statistique de la mesure principale.

Finalement, figure 2.25, il est marquant que même pour des grandes valeur de X (c'est-à-dire un écart important entre la mesure principale et la mesure de contrôle), l'erreur engendrée sur la mesure principale reste relativement faible (le potentiel de

Fermi et le η de l'inox permettent de piéger relativement bien les neutrons ne rebondissant que rarement). Le corollaire étant qu'un écart significatif entre τ_n *PDG2018* et la mesure principale qui aurait pour origine des neutrons sur-critiques matériels doit impliquer une mesure de contrôle ayant un très grand écart avec τ_n *PDG2018*. Si ce n'est pas le cas, il est raisonnable de penser que les sur-critiques matériels n'en sont pas la cause.

Chapitre 3

HOPE, les résultats expérimentaux de 2018

Dans cette partie nous présentons les résultats obtenus avec le piège HOPE couplé à SUN2.

3.1 Optimisation du piégeage

Avant d'étudier le temps de piégeage des neutrons dans HOPE, la première étape est d'optimiser le nombre d'UCN piégés. Il y a deux paramètres importants : d'un côté le choix de la gestion de SUN2 en mode *continu* ou *saturation*, les deux modes nécessitent une optimisation du temps d'attente entre l'ouverture de SUN2 et la fermeture de HOPE. Le second paramètre est la hauteur jusqu'à laquelle le piston pousse les neutrons.

Des tests ont permis de déterminer que l'utilisation de SUN2 en mode *saturation* était plus efficace. En mode *continu* et avec un temps de remplissage de 100 s (temps suffisant pour que la densité d'UCN sature dans HOPE) le nombre d'UCN piégés est environ quatre fois moindre qu'en mode *saturation*. Lors des mesures que nous avons effectuées, le mode *saturation* conduisait à des mesures en moyenne deux fois plus longues (ce n'était pas la situation optimale décrite paragraphe 2.3 qui n'est que 15% plus longue). Ainsi le mode *saturation* apporte un facteur 2 en statistique, il a donc été retenu pour les tests suivants.

3.1.1 Temps d'attente nécessaire au remplissage

Pour la recherche du temps d'attente optimum entre l'ouverture de SUN2 et la fermeture HOPE nous utilisons la procédure de remplissage suivante : après l'ouverture de SUN2 nous attendons un temps Δt_{att} puis le piston pousse les UCN jusqu'à la hauteur $z = 20$ mm (cette valeur a été déterminée précédemment par des tests, nous verrons dans la suite qu'elle est optimale d'un point de vue statistique) puis la valve magnétique se ferme. Une fois le piège magnétique fermé, le piston redescend et on attend un temps de stockage de 400 s afin de laisser sortir les neutrons les plus énergétiques et ne mesurer que les neutrons ayant des trajectoires stables ou meta-stables. Nous exprimerons le nombre de neutrons piégés

en fonction de Δt_{att} . Notons qu’une fois que le piston dépasse le guide d’entrée, les UCN poussés par le piston sont isolés et piégés matériellement au-dessus de ce dernier alors que les UCN arrivant depuis SUN2 ne peuvent plus passer au-dessus du piston (voir figure 3.1). Les neutrons piégés au-dessus du piston ne peuvent s’échapper qu’avec une très faible probabilité liée à la fuite existante entre le piston et l’insert en cuivre (la probabilité de fuite est estimée à $\sim 0.01 \text{ s}^{-1} \text{ neutrons}^{-1}$ soit un temps caractéristique de stockage de 100 s). Avec une vitesse verticale de $40 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ le piston met 1.25 s à bloquer complètement l’entrée des UCN. Pour obtenir le temps de fermeture du piège matériel (avec le piston) il faut ajouter 1.25 s à Δt_{att} . Le temps de fermeture magnétique est obtenu en rajoutant $\sim 23 \text{ s}$. Cela correspond au mouvement du piston jusqu’à la hauteur de consigne ($\sim 10 \text{ s}$) et au temps nécessaire à la fermeture complète de la valve ($\sim 13 \text{ s}$, voir paragraphe 2.2).

Figure 3.2 on peut observer le nombre de neutrons piégés après un temps de stockage $t_s = 400 \text{ s}$ en fonction de Δt_{att} . Sur la droite de la figure est affiché en noir le pourcentage de neutrons détectés dans les 4 premiers pics et l’ampérage moyen d’extraction en rouge. On remarque une légère baisse de l’ampérage moyen d’extraction avec Δt_{att} , indiquant un spectre de moins en moins énergétique. En effet, les neutrons énergétiques ont un temps de stockage dans l’ensemble du volume de l’expérience (source, guide, HOPE) plus court car leur probabilité de perte est plus importante (fréquence de collision et probabilité de perte par collision plus importante); de plus ils sortent plus rapidement de SUN2, ainsi leur proportion relative décroît avec Δt_{att} . Le Δt_{att} qui maximise la statistique est de 17 s, c’est ce temps qui sera utilisé dans la suite des mesures.

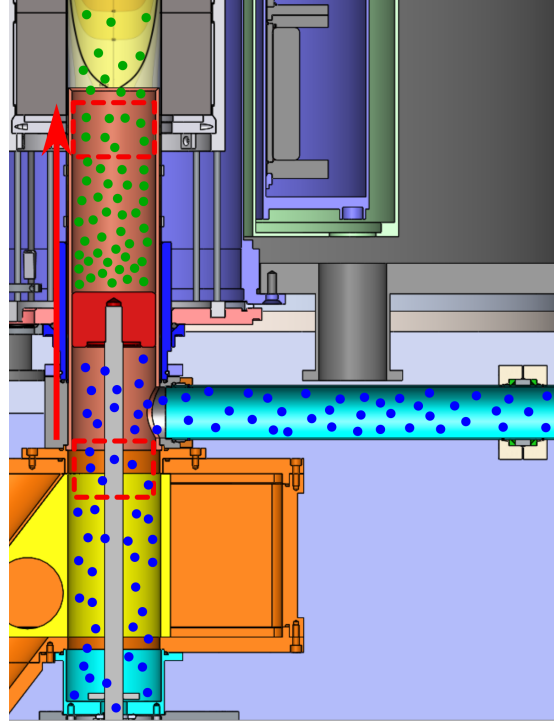


Figure 3.1 – Représentation du mouvement du piston (flèche rouge) : de la position initiale (rectangle pointillé du bas) à la position finale (rectangle pointillé en haut). Les UCN au-dessus du piston (représentés par des points verts) sont piégés au-dessus et les UCN provenant de SUN2 (points en bleu) ne peuvent passer au-dessus du piston.

3.1.2 Optimisation de la hauteur du piston

Le piège se situant au-dessus du faisceau, seule une faible partie des neutrons présents dans les guides a la capacité de monter assez haut pour être piégée (voir sur la figure 3.4 le recouvrement entre le spectre dans le guide, en noir, et la gamme

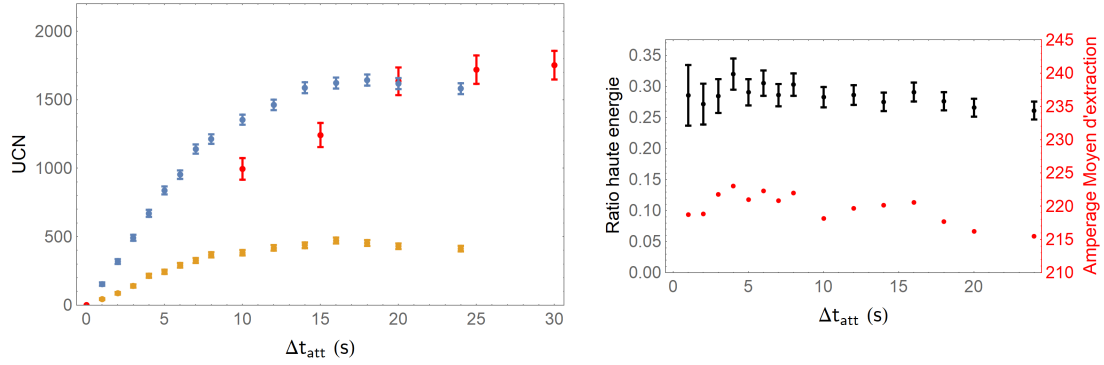


Figure 3.2 – A Gauche : Le remplissage de HOPE en fonction du temps d’attente entre l’ouverture de SUN2 et la fermeture du piège. En rouge les simulations pour $z = 0$. En bleu les données expérimentales. En jaune les neutrons comptés pour les 4 premiers paliers de 20 A du porc-épic constituant la partie la plus énergétique du spectre. **A droite :** en noir, le rapport des neutrons les plus énergétiques. En rouge l’ampérage moyen d’extraction du spectre de vidange.

piégeable indiquée par une flèche verte qui est extrêmement faible). Pour augmenter le nombre de neutrons piégés ceux-ci sont poussés dans le piège avec le piston (en pointillé bleu figure 3.4). Cette méthode, qui ne fonctionnait pas en 2014 [48] à cause d’une fuite importante des neutrons entre le piston et le tube central, fonctionne ici grâce à l’insert en cuivre et à l’ajustement du piston au plus proche de ce dernier. Experimentalement on mesure un nombre 10 fois plus important de neutrons piégés grâce au piston.

Il faut alors optimiser la hauteur du piston. Nous cherchons ici uniquement à optimiser le nombre de neutrons piégés. Comme pour l’optimisation du temps de fermeture, les neutrons sont piégés pendant un temps $t_s = 400$ s avant le comptage. On obtient la figure 3.3. La hauteur retenue pour un remplissage maximisant la statistique est 20 mm qui correspond au piston au niveau du point col du piège et au sommet de l’insert en cuivre. Pour les hauteurs supérieures à 80 mm, une sortie apparaît entre le bas du piston et l’insert en cuivre. Cela laisse une échappatoire aux neutrons expliquant alors la baisse observée. On peut aussi évoquer un gain d’énergie dû au piston devenant trop important (le décalage représenté par la flèche bleue figure 3.3 est proportionnel à la hauteur du piston), la fraction de neutrons sur-critiques augmente et donc le nombre de neutrons piégés baisse. Il conviendrait dans le futur d’étudier attentivement la proportion de neutrons sur-critiques en fonction de la hauteur du piston. Une position légèrement plus basse ou plus haute pourrait être préférable d’un point de vue des énergies piégées.

Il est intéressant de pouvoir estimer l’effet global de la fermeture du piège sur le spectre des UCN, du début du mouvement du piston à la fin de la fermeture des bobines.

Le mouvement du piston a deux effets sur les neutrons :

- il pousse l’intégralité des neutrons présents dans le tube central à l’intérieur de la zone de piégeage. Augmentant donc considérablement la densité de neutrons potentiellement piégés.

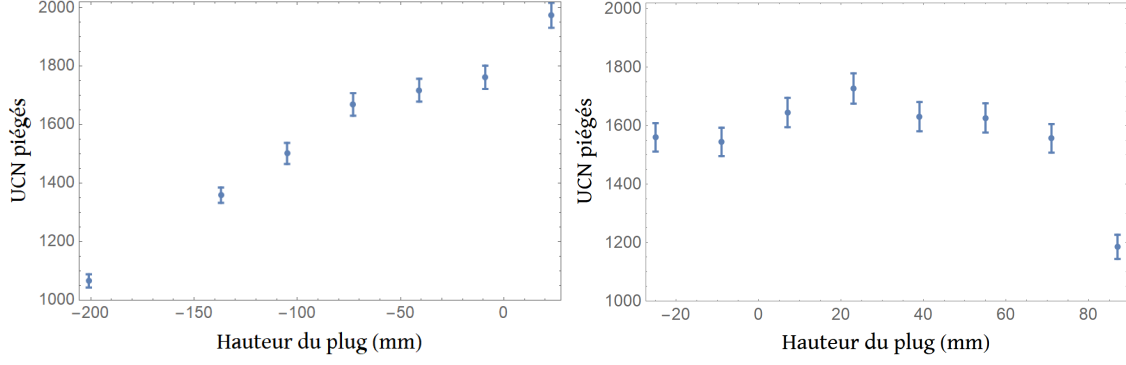


Figure 3.3 – Nombre de neutrons piégés après un temps $t_s = 400$ s de stockage en fonction de la hauteur du piston. Les deux séries, issues de deux configurations différentes de SUN2, n’ont pas pu être rassemblées.

- il apporte un gain d’énergie $\Delta E_{\text{piston}} = +m_n g \Delta h_p = 34.7$ neV pour $\Delta h_p = +337$ mm (spectre et flèche bleu figure 3.4). Ce gain est indépendant de l’énergie initiale dans l’hypothèse adiabatique.

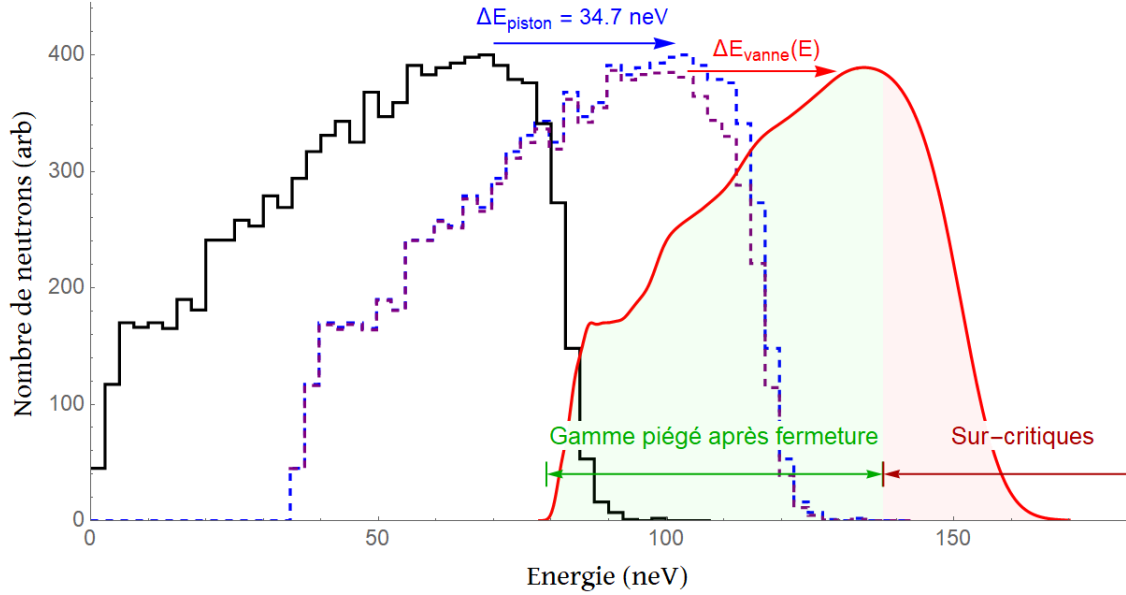


Figure 3.4 – En noir, le spectre des neutrons simulés sortant de SUN2. L’énergie indiquée est l’énergie totale (gravitationnelle et cinétique), la hauteur des guides $z_{\text{guide}} = -317$ mm est prise pour origine de l’énergie gravitationnelle sur cette figure. En pointillés bleu, ce même spectre auquel on a ajouté l’énergie gagnée par l’effet doppler dû à la poussée du piston (adiabatique). En pointillé violet, le spectre effectivement piégé. Il est obtenu en utilisant la fonction de piégeage de la fermeture de la valve. En rouge le spectre des neutrons piégés obtenu en ajoutant le gain en énergie lié à la fermeture de la valve (obtenu par simulation). La flèche et la zone verte indique la gamme d’énergie sous-critique. Dans la zone rouge sont les neutrons sur-critique.

Hypothèse adiabatique du mouvement du piston

La montée du piston est dit adiabatique si le gain en énergie est homogène pour tout le spectre. Si la transformation n'est jamais parfaitement adiabatique on peut tous de même évaluer l'écart à la transformation adiabatique parfaite. Cela permet d'évaluer la déformation du spectre liée à l'interaction avec le piston. Dans la suite on fait l'hypothèse que le mouvement selon $\hat{z}$ est découplé des autres axes et que seule la gravité agit verticalement. Pour étudier l'adiabaticité du mouvement on regarde l'évolution de E_{g0} , l'énergie mécanique liée au mouvement vertical. A l'énergie E_{g0} est associée la vitesse $v_{g0} = \sqrt{\frac{2E_{g0}}{m_n}}$. On montre en annexe B que le piston entraîne un gain d'énergie $\Delta E_{piston} \pm \delta E_{piston}$, où $\Delta E_{piston} = mgh$ et δE_{piston} est la dispersion du gain en énergie qui dépend des conditions initiales (énergie et position). La dispersion maximale δE_{piston} pour une population d'énergie E_{g0} est $\delta E_{piston} = 2m_n v_{g0} v_p$. Pour la vitesse de piston utilisée $v_p = 40 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et pour le cas $E_{g0} = 100 \text{ neV}$ cela mène à un élargissement de $\delta E_{piston} = 3.66 \text{ neV}$. Pour le cas $E_{g0} \approx 25 \text{ neV}$ on a $\delta E_{piston} = 1.83 \text{ neV}$. Ainsi sans être négligeable cet élargissement du spectre peut être omise pour l'étude globale de l'effet de la fermeture. Pour la suite, nous nous satisferons d'un gain constant $\Delta E_{piston} = m_n gh$ sans élargissement comme il est montré figure 3.4 du spectre en noir vers le spectre en bleu.

Énergie gagnée lors de la fermeture de la valve

Après que le piston ait poussé les neutrons la valve magnétique se ferme. Le champ magnétique varie alors dans le temps, $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \neq 0$, cela entraîne un gain d'énergie possible. Pour un neutron parcourant la trajectoire $\mathbf{x}(t)$ l'énergie gagnée est :

$$\Delta E_{valve} = \pm \int_{t_0}^{t_f} \mu_n \frac{\partial |\mathbf{B}(\mathbf{x}(t))|}{\partial t} dt$$

Dans le cas général la trajectoire et le gain d'énergie correspondant ne sont pas connus, mais ils peuvent être déterminés par des simulations. Qualitativement c'est le temps passé dans la zone présentant la plus forte variation temporelle de champ qui entraîne le plus gros gain d'énergie. Dans notre cas cette zone est celle à proximité de la valve. Ainsi la position de piston lors de la fermeture influence grandement ce gain d'énergie. On peut définir trois cas typiques :

- un piston au niveau de la valve. Dans ce cas le temps passé par les neutrons dans la zone de forte variation est important, notamment pour les neutrons de basse énergie ne quittant pas cette zone (rebond de faible amplitude sur le piston). Cela mène à un gain d'énergie conséquent. Pour les neutrons de haute énergie, dont les aller-retours sur le piston sont moins fréquents, le temps passé dans la zone de champ variable est donc plus faible, impliquant un gain plus faible d'énergie.
- un piston significativement plus bas que la valve. Les neutrons de trop faible énergie pour atteindre la zone de champ variable, gagnent trop peu d'énergie pour être piégeables. Les neutrons de plus haute énergie se mouvant potentiellement dans la zone de champ variable peuvent gagner de l'énergie et être piégés.

- un piston significativement plus haut de la valve. Aucun neutron ne peut accéder à la zone proche de la valve, le gain d'énergie est faible (le champ variant sur l'ensemble du piège). Lorsque le piston se retire il reprend une partie de l'énergie apportée. Il est compliqué d'évaluer cet effet en présence de champ magnétique.

Figure 3.5 de gauche on peut observer le gain en énergie obtenu par simulation en fonction de l'énergie initiale pour un piston en position $h_p = +20$ mm (au niveau de la valve). Ce résultat est obtenu en générant un spectre blanc dans la zone de piégeage qui est obstruée de manière quasi-complète par le piston (seule une fine fente de 0.25 mm entre le piston et l'insert en cuivre permet aux neutrons de s'échapper). La valve magnétique est ensuite fermée en 11 s. Le gain ΔE_{valve} est déterminé en faisant la différence d'énergie finale et initiale dans le même référentiel. On observe bien comme attendu un gain d'énergie plus important pour les UCN de basse énergie que pour ceux de haute énergie. On peut également déterminer la fonction de piégeage associée à la procédure de la seule fermeture. Elle est définie par la position du piston et la vitesse de fermeture. On obtient la fonction de piégeage visible figure 3.5 à droite.

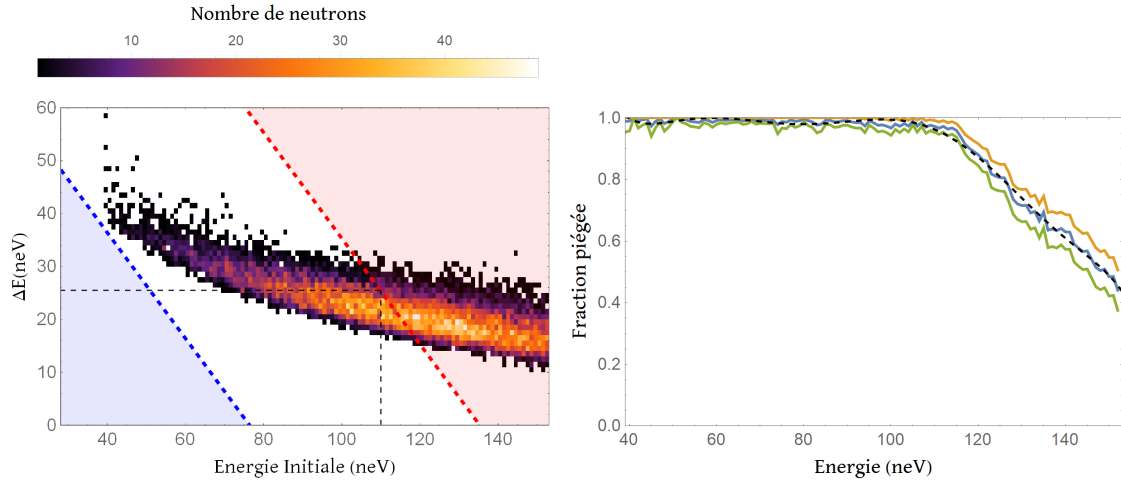


Figure 3.5 – A gauche : gain en énergie $\Delta E_{valve}(E)$, obtenu par simulation, dû à la fermeture de la valve magnétique pour des neutrons piégés en fonction de leur énergie initiale (l'origine du potentiel gravitationnel est au niveau des guides comme pour la figure 3.4, le piston est à 20 mm). Les UCN dans la zone blanche, entre les lignes pointillées bleues et rouges sont les UCN piégés et sous-critiques. La zone bleue indique une énergie insuffisante pour être piégée et la zone rouge indique la zone d'énergie des neutrons sur-critiques magnétiques. Exemple de lecture du graphique à l'aide des lignes noires en pointillés : les neutrons d'énergie initiale 110 neV qui gagnent moins de $\Delta E_{valve} \sim 27.5$ neV seront sous-critiques si ils sont piégés. Ceux qui gagnent plus seront sur-critiques. **A droite :** en bleu la fonction de piégeage pour la fermeture (piston à 20 mm). La ligne noire en pointillé est un ajustement polynomial utilisé figure 3.4 pour obtenir la courbe violette à partir de la courbe bleue.

Le spectre poussé par le piston, en bleu figure 3.4, est modulé par la fonction de piégeage (à droite figure 3.5) pour obtenir le spectre violet. Ensuite, le gain d'énergie $\Delta E_{valve}(E)$ et sa dispersion, obtenus grâce aux simulations, sont appliqués

pour obtenir le spectre en rouge. On peut alors prédire une quantité non négligeable de neutrons sur-critiques (aire en rouge) dans le piège, de l'ordre de 25% de l'effectif total.

Finalement mentionnons que l'introduction de pièce mouvante dans la simulation permettrait de simuler la procédure complète de fermeture du piège.

3.2 Temps caractéristique de stockage du piège

Différentes procédures de piégeage et de nettoyage ont été testées. Chaque procédure utilise cinq temps de stockage Δt_{stock} : 100 s, 200 s, 400 s, 800 s et 1600 s. Ces temps de stockage sont utiles pour décrire les différents temps caractéristiques présents dans le piège. On appelle ces cinq mesures respectivement N_1 , N_2 , N_3 , N_4 , et N_5 . Quand le contexte ne permet pas d'ambiguïté, N_i sera également utilisé pour désigner la quantité de neutrons détectés pour la i -ème mesure. Le premier test de HOPE consiste en un simple piégeage sans nettoyage permettant d'obtenir le temps caractéristique du piège (pour un spectre de production de SUN2 et pour une hauteur donnée du piston lors du remplissage).

En absence de nettoyage, on observe durant le temps d'attente entre le remplissage et la vidange un taux de détection de neutrons supérieur au bruit de fond (bien visible figure 3.6 sur la mesure pour N_5 , $\Delta t_{stock} = 1600$ s) : il s'agit des neutrons sur-critiques magnétiques, *high-field seeker*, dépolarisés ou des neutrons initialement sous-critiques mais chauffés qui s'échappent du piège. Il faut alors corriger les N_i comme nous l'avons présenté paragraphe 2.5.2. Notons qu'en l'absence de connaissance sur l'efficacité d'extraction des différents neutrons s'échappant du piège fermé, la correction peut être sous-estimée. Si l'on peut envisager d'améliorer notre connaissance sur cette transmission pour la prendre en compte, il est préférable de pouvoir s'en affranchir complètement en réduisant au maximum le signal de fuite. Ainsi une bonne procédure de préparation des neutrons doit conduire à un signal égal au bruit de fond afin que les corrections soient marginales (le bruit de fond doit être suffisamment bas pour ne pas dissimuler une fuite non négligeable).

Temps caractéristique de stockage

On définit le temps caractéristique de HOPE par l'ajustement des N_i par une simple exponentielle, voir figure 3.7. On obtient un temps de piégeage $\tau_{piege} = 808 \pm 6$ s pour un nombre de neutrons initial $N_0 = 3141$. Ces valeurs ne sont qu'indicatives puisque la simple exponentielle n'est pas un modèle convenable en présence de neutrons sur-critiques. Cela se traduit par un $\chi^2_{réduit}$ particulièrement éloigné de 1¹.

1. A un $\chi^2_{réduit}$ correspond une *valeur-p* donnant la probabilité d'observer un écart inférieur à celui observé si l'ajustement décrit correctement les données expérimentales. Si le modèle est correct on s'attend à des $\chi^2_{réduit}$ distribués autour de 0.47 pour un degré de liberté et ~ 1 pour plusieurs degrés de liberté.

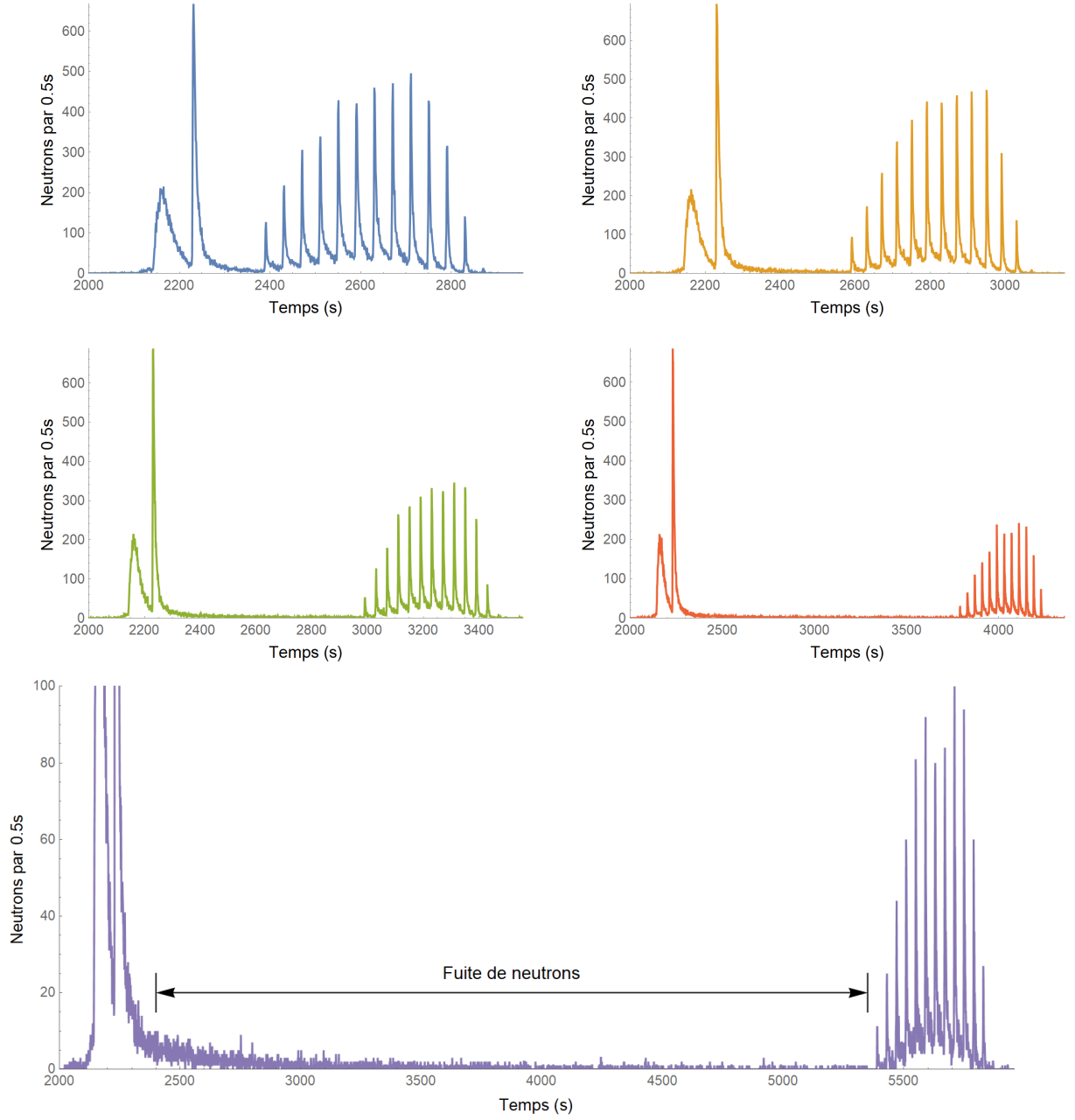


Figure 3.6 – Les différents signaux au détecteur pour différents Δt_{stock} : en bleu 100 s, jaune 200 s, vert 400 s, orange 800 s et violet 1600 s.

Quantification des sur-critiques

Pour déterminer les performances ultimes du piège dans une configuration donnée il faut déterminer la quantité de neutrons sous-critiques et sur-critiques présents dans le piège. La performance ultime correspond alors à l'erreur statistique obtenue après avoir retiré tous les neutrons sur-critiques du piège.

En utilisant la méthode décrite dans le chapitre précédent (formule 2.9), on détermine la quantité de neutrons qui fuit le piège. Le bruit de fond B_f est déterminé en moyennant le signal durant le remplissage de SUN2 : $B_f = 15 \pm 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. On ob-

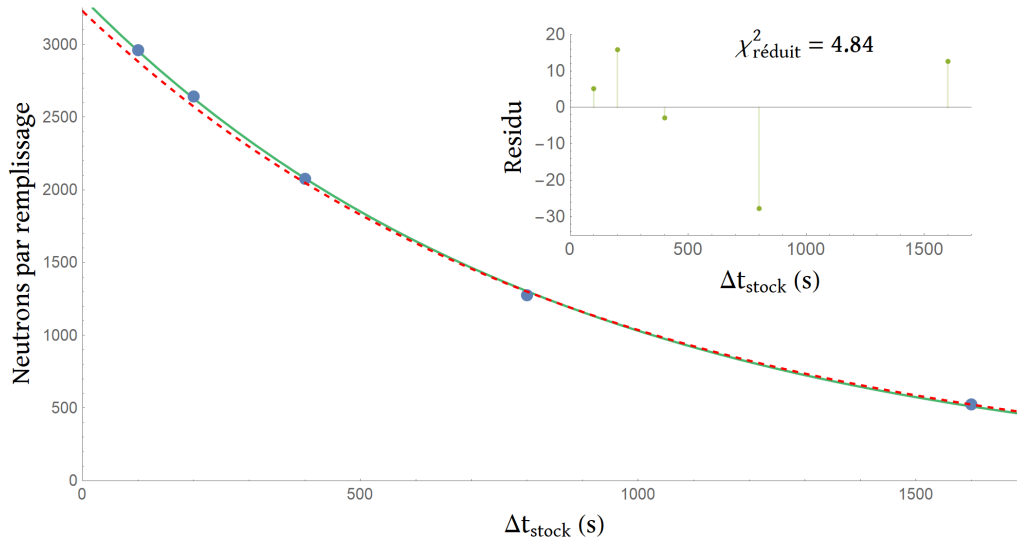


Figure 3.7 – Évolution de la population de neutrons pour un remplissage dans le piège sans nettoyage. On obtient avec un ajustement simple exponentiel, en vert, $\tau_{\text{piege}} = 808 \pm 6$ s. En rouge la simple exponentielle de temps caractéristique $\tau_n \text{ PDG2018} = 880.2$ s passant par le dernier point : N_5 . Les barres d’erreur sont trop petites pour être visibles.

tient un taux de fuite de $0.95 \pm 0.11 \text{ s}^{-1}$ à $\Delta t_{\text{stock}} = 100$ s et de $5.6 \pm 4.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $\Delta t_{\text{stock}} = 1600$ s. On observe donc toujours des neutrons sur-critiques s’échapper du piège pour des temps de stockage longs. Les temps d’extraction caractéristiques pour l’ajustement de la fuite sont $\frac{1}{c} = 107$ s et $\frac{1}{d} = 367$ s (formule 2.9). On peut alors corriger l’intégrale du signal N_i en utilisant l’équation 2.10. On obtient, pour les données corrigées du bruit de fond et des fuites, un temps de stockage $\tau_{\text{piege}} = 838 \pm 6$ s. En ajoutant la correction due à la modification du peuplement l’espace des phases décrite équation 2.8 on obtient un $\tau_{\text{piege}}^{\text{corr}} = 855 \pm 7$ s.

Afin d’extrapoler le nombre de neutrons sur-critiques, deux méthodes sont possibles :

- on peut obtenir la quantité minimale de neutrons sur-critiques présents initialement. Si on fait l’hypothèse que la mesure N_5 ($\Delta t_{\text{stock}} = 1600$ s) ne contient plus que des neutrons sous-critiques, on peut alors extrapoler la quantité de sous-critiques dans N_1 à $\Delta t_{\text{stock}} = 100$ s. La différence à N_1 nous donne la quantité minimale de sur-critiques $N_{\text{sur-critique}}(t = 100 \text{ s}) = 75 \pm 44$ neutrons. Notons que l’affirmation ”il s’agit de la quantité minimale de sur-critiques” n’est valable que si le spectre n’évolue pas et qu’il n’existe pas de transfert de sous-critiques vers les sur-critiques durant le stockage. En effet, il est possible qu’un phénomène de chauffage amène à créer des sur-critiques dans spectre qui en est initialement dépourvu.
- effectuer un ajustement double exponentiel en contraignant une des constantes de temps à $\tau_n \text{ PDG2018} = 880.2$ s afin d’extraire, grâce à la seconde exponentielle, le temps caractéristique de piégeage des neutrons sur-critiques et leur quantité. On obtient ainsi les estimateurs suivants (normalisés pour un rem-

plissage unique) :

$$N_{s\text{ous-critique}}(t = 0 \text{ s}) = 3171 \pm 48 \text{ neutrons}$$

$$N_{s\text{ur-critique}}(t = 0 \text{ s}) = 192 \pm 41 \text{ neutrons}$$

$$\tau_{s\text{ur-critique}} = 308 \pm 132 \text{ s}$$

D'après la discussion sur l'erreur statistique paragraphe 2.5.1 et avec $N_{s\text{ous-critique}}(t = 0 \text{ s}) = 3171 \pm 48$ neutrons, un nettoyage parfait rendrait alors accessible une incertitude $\Delta\tau = 0.7 \text{ s}$ sur une mesure de 50 jours ($\sim$ cycle de réacteur). Sans nettoyage, il semble y avoir $\sim 5.7 \pm 1.3\%$ de neutrons sur-critiques de temps caractéristique $\tau_{s\text{ur-critique}} = 308 \pm 132 \text{ s}$. Ce qui vient confirmer que les hypothèses faites dans la discussion paragraphe 2.5.2 (28% de neutrons sur-critiques avec un temps caractéristique de 50 s) sont conservatrices.

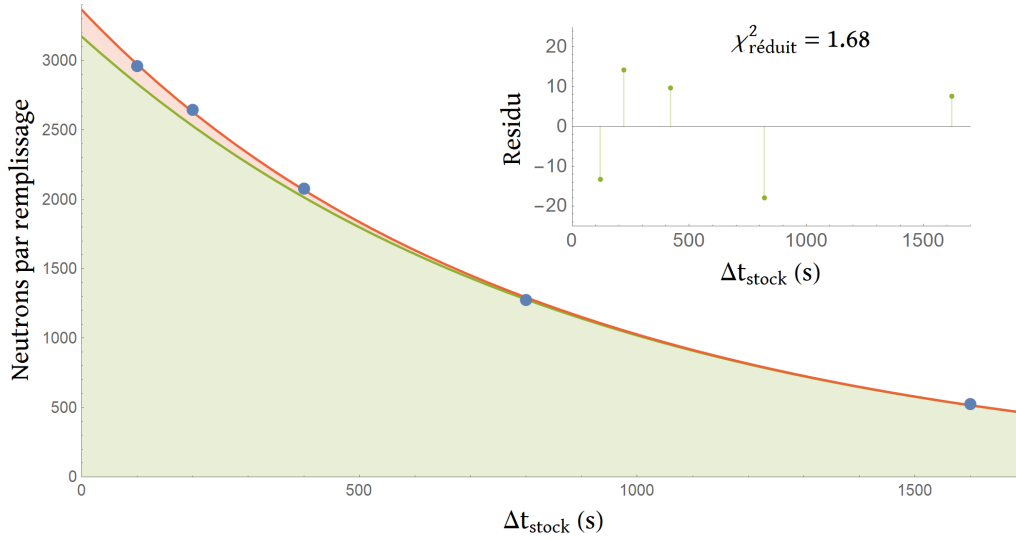


Figure 3.8 – Évolution de la population de neutrons dans le piège sans nettoyage et corrigé des fuites et de l'évolution dans l'espace des phases. En orange, l'ajustement double exponentiel. En vert, la partie évoluant comme τ_n PDG2018. En rouge, la seconde exponentielle décrivant les neutrons sur-critiques. Les barres d'erreur sont trop petites pour être visibles.

Finalement, il est possible répéter cette analyse (déterminer τ_{brut} , puis $\tau_{cor \text{ fuite}}$ corrigé des fuites, puis $\tau_{corr \text{ total}}$ corrigé des fuites et de la déformation dans l'espace des phases) en utilisant seulement une partie des cinq N_i disponibles. Figure 3.9 et table 3.1 sont résumés les résultats décrit ci-dessus ainsi que pour les 4 dernières N_i (c'est-à-dire le jeu de données (N_2, N_3, N_4, N_5)), les 3 derniers et les 2 derniers (lorsque l'on utilise uniquement deux N_i la formule 1.5 est utilisée pour évaluer les τ). Cette utilisation partielle des données permet de baisser le poids relatif des neutrons sur-critiques qui ont une présence, en valeur relative, plus importante pour les temps de stockage courts. Ainsi les données excluant les temps de stockage courts sont nettement plus proche de τ_n PDG2018, cependant ils ne présentent pas des comportements plus proche d'une simple l'exponentielle (voir le χ^2 figure 3.9). On remarque que les corrections successives allongent notablement le temps de stockage

et surtout font baisser les $\chi_{réduit}^2$. Cela indique une correction efficace des comportements non exponentiels. Finalement, le temps de stockage extrait à partir des deux derniers points $\tau_{N_4, N_5} = 899 \pm 18$ s est maximal et est en accord avec τ_n PDG2018.

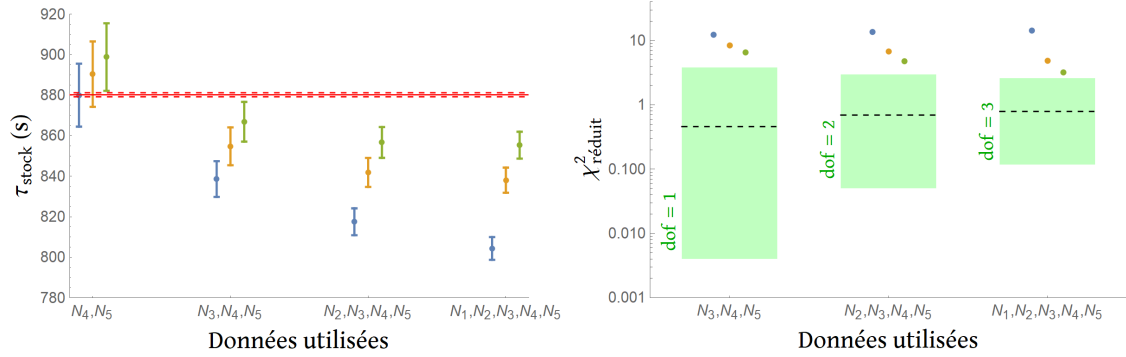


Figure 3.9 – A gauche : les temps de stockage déterminés en fonction des temps des stockages utilisés dans l’ajustement. Il est exposé les temps de stockage obtenus pour les ajustements utilisant $(N_1, N_2, N_3, N_4, N_5)$, (N_2, N_3, N_4, N_5) , (N_3, N_4, N_5) et (N_4, N_5) . En bleu le résultat pour les données brutes uniquement corrigées du bruit de fond, en jaune les données corrigées de la fuite et en vert les données corrigées de la fuite et de l’évolution dans l’espace des phases. la ligne rouge indique la valeur du temps de vie du neutron dans le PDG2018. **A droite :** les $\chi_{réduit}^2$ correspondants. Les lignes pointillés noir indiquent la p-value 0.5 et les zones vertes indiquent une p-value comprise entre 0.05 et 0.95 et pour le degré de liberté (dof) de l’ajustement considéré.

Données	τ_{brut} (s)	$\chi_{réduit}^2$	$\tau_{corr\ fuite}$ (s)	$\chi_{réduit}^2$	$\tau_{corr\ total}$ (s)	$\chi_{réduit}^2$
N_1, N_2, N_3, N_4, N_5	804(6)	21.6	838(6)	13.7	855(7)	7.3
N_2, N_3, N_4, N_5	817(7)	7.3	842(7)	6.6	857(8)	4.2
N_3, N_4, N_5	839(9)	4.8	854(9)	4.8	867(10)	3.3
N_4, N_5	880(17)	N/A	890(18)	N/A	899(18)	N/A
N_1, N_4	763(8)	N/A	810(10)	N/A	830(11)	N/A

Table 3.1 – Données de la figure 3.9 ainsi que les résultats de l’ajustement pour (N_1, N_4) . L’erreur indiquée est uniquement statistique.

Information contenue dans les *porc-épics*

Contrairement à l’ouverture de la vanne en une seule étape (comme fait lors des tests précédents [48]) l’ouverture par paliers apporte des informations sur le contenu du piège. En effet, les UCN de hautes énergies étant relâchés dans les premiers pics et les UCN de basses énergies dans les derniers, on s’attend à une évolution différente du profil du signal en fonction du spectre piégé. En particulier on s’attend à une dépendance de ce profil à la quantité de neutrons sur-critiques présents dans le piège. Afin d’étudier les profils des signaux en *porc-épics* il est possible de les remettre en forme en les présentant comme sur le figure 3.10 : on assigne à l’ampléage I_p de chaque palier p l’intégrale n_p du pic correspondant (la somme des n_p valant N le nombre total de neutron détecté durant la vidange). On peut ensuite

évaluer la moyenne de la distribution obtenue $\bar{I}$ qui correspond à l'ampérage moyen d'extraction ainsi que l'asymétrie de la distribution :

$$\bar{I} = \frac{1}{N} \sum_p n_p I_p$$

$$Asymetrie = \frac{\frac{1}{N} \sum_p n_p (I_p - \bar{I})^3}{(\frac{1}{N-1} \sum_p n_p (I_p - \bar{I})^2)^{3/2}}$$

où p court sur les 13 paliers d'ampérage utilisés.

Nous constatons effectivement une modification des profils avec le temps de stockage. D'un côté, une baisse systématique de l'ampérage moyen d'extraction avec l'augmentation de Δt_{stock} (figure 3.10 en haut à droite), pouvant traduire une diminution de la quantité relative de neutrons sur-critiques. D'un autre côté, l'évolution de l'asymétrie des profils donnant une information similaire à l'ampérage moyen d'extraction : plus l'asymétrie est grande plus une fraction importante des neutrons est détectée dans des pics d'ampérage I_p inférieur à $\bar{I}$. Il est important de noter qu'il n'est pas possible de corriger précisément ces profils des fuites de neutrons comme nous l'avons fait avec l'intégrale totale des signaux N_i . En effet, si nous savons le nombre de neutrons de fuite contenu dans l'intégralité de chacun des profils (deuxième terme de l'équation 2.10), nous ne connaissons pas leur répartition dans les différents pics. Les profils présentés, ici et dans la suite, sont donc uniquement corrigés du bruit de fond.

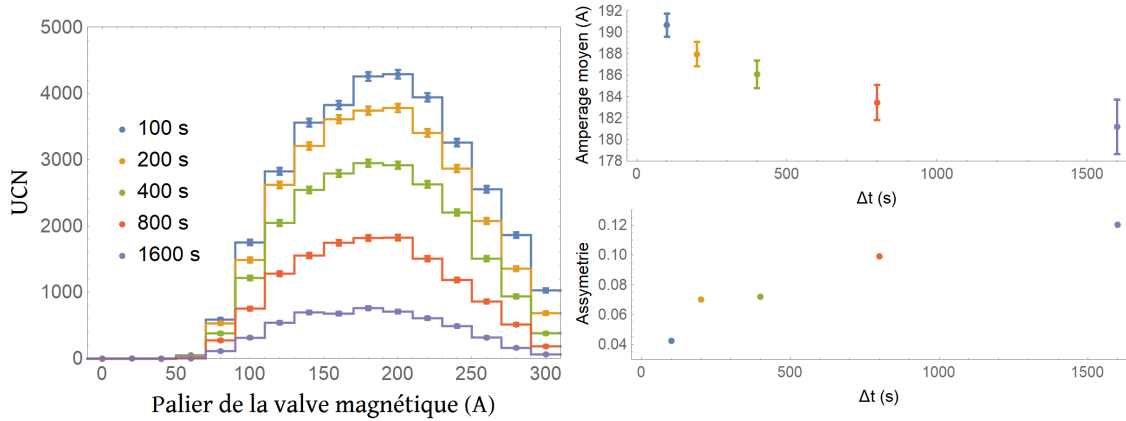


Figure 3.10 – **A gauche** : intégration des pics individuels des *porc-épics* expérimentaux de vidange pour chaque palier d'ampérage et pour les cinq Δt_{stock} différents. **A droite** : ampérages moyens d'extractions et asymétries des profils des *porc-épics*.

Les simulations peuvent nous aider à déterminer l'information contenue dans les *porc-épics*. Pour ce faire nous avons simulé la vidange du piège par paliers (20 A et 20 s). Les UCN sont générés avec une énergie totale (cinétique, gravitationnel et magnétique) entre 0 et 120 neV (avec l'origine de l'énergie définie paragraphe 2.2 et figure 2.4) et suivant une distribution en énergie proportionnelle à $V(E)$, le volume du piège (voir l'équation 2.2 et la figure 2.6). Ils évoluent ensuite librement dans le piège pendant 300 s afin de garder que les trajectoires quasi-stables présentes sans nettoyage. Finalement, l'intensité du champ est baissé par palier et nous relevons les

temps d'arrivée au détecteur ainsi que l'énergie des neutrons détectés. Nous obtenons les énergies possiblement contenues dans les différents pics. Les résultats, figure 3.11, montrent que les neutrons sur-critiques sont présents en quantité non négligeable dans quasiment tous les pics, seul les deux derniers ampérages d'extraction 60 et 80 A ne contiennent aucun sur-critiques. Ainsi les neutrons sur-critiques ne sont pas uniquement présents dans le (ou les quelques) premier pic comme il pourrait être naïvement supposé.

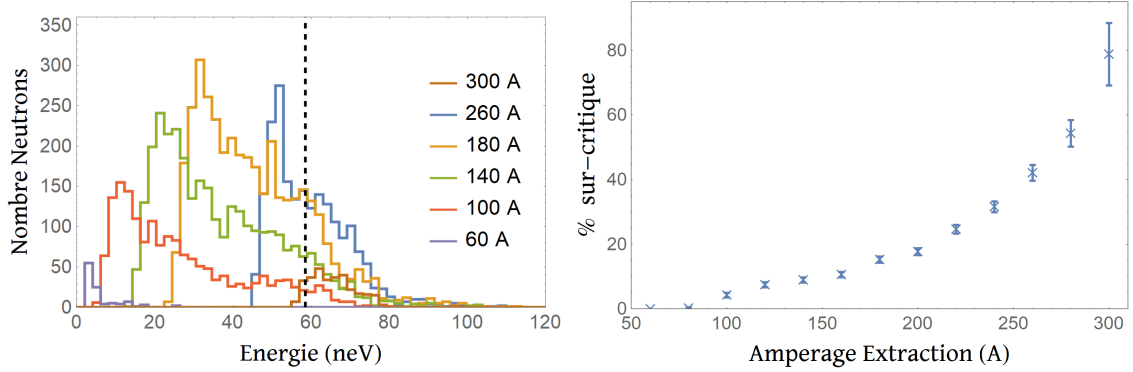


Figure 3.11 – A gauche : Spectre en énergie des neutrons simulés contenue dans les pics d'extraction associés à ampérages d'extraction. La ligne pointillé noire indique la limite sur-critique. L'énergie indiquée en abscisse est l'énergie initiale dans le piège fermé. **A droite :** le pourcentage de neutrons sur critique pour chacun des pics. L'erreur est l'erreur statistique liée à la simulation.

Cette observation s'explique en reprenant la discussion sur les moments cinétiques paragraphe 2.2. Les neutrons ayant un moment cinétique non nul ne disposent pas de toute leur énergie pour traverser la valve. Et ainsi, même avec un champ affaibli ils n'ont pas nécessairement l'énergie nécessaire pour traverser. Pour qu'ils puissent s'extraire du piège il faut alors attendre que le champ magnétique baisse ou que leur moment cinétique diminue par évolution naturelle (la symétrie cylindrique n'étant pas parfaite).

Si les neutrons sur-critiques sont présents dans quasiment tous les pics on constate que leur fraction diminue considérablement avec l'ampérage d'extraction. On s'attend alors à ce que le temps de stockage de chaque pic, pris individuellement, soit d'autant plus long que la fraction de neutrons sur-critiques y est faible : le pic à 300 A, contenant une plus grande fraction de sur-critiques, donnera un temps de stockage τ_s loin de τ_n et au contraire, le pic à 60 A donne un temps de stockage plus proche de τ_n . Cette opération, effectuée sur les données expérimentales, est visible figure 3.12 en bleu. Comme cela a déjà été mentionné, il n'est pas possible de corriger les données des fuites. De son côté la correction liée à l'espace des phases est quasiment nulle, puisque le temps caractéristique d'extraction des pics est court et que l'extraction par pic ne dure que 20 s. Finalement, comme précédemment il est également possible d'effectuer cette opération en utilisant les 5 Δt_{stock} ou les 4, 3 ou 2 derniers (respectivement en bleu, jaune, vert et rouge figure 3.12). On observe des τ_s qui semblent cohérents avec les simulations : les temps de stockage pour les ampérages faibles sont sensiblement plus longs. Pour chaque ampérage d'extraction le temps de stockage augmente si l'on réduit les données utilisées aux derniers N_i ,

signant la présence de sur-critiques. Les neutrons sur-critiques semblent présents au moins jusqu'à 200 A. Pour les ampérages inférieurs, bien que les résultats soient peu résolus statistiquement, la fraction de neutrons sur-critiques semble beaucoup plus faible. Il doit être précisé qu'il est possible d'obtenir un temps de stockage mesuré plus important que τ_n pour un ampérage donné : en effet, on peut imaginer que par chauffage (ou par simple déplacement dans l'espace des phases) les neutrons détectés dans un pic à un temps t_1 soient détectés dans un pic différent à un temps t_2 . Ce second pic voit donc sa population baisser par décroissance du neutron, mais augmenter par transfert, donnant *in fine* un temps de stockage apparent potentiellement supérieur à τ_n . Notons que les simulations n'indiquent pas d'effet de transfert dans l'espace des phases de part l'évolution naturelle des trajectoires. Cependant, expérimentalement on observe pour le plus petit ampérage 60 A un temps de stockage particulièrement bas qui pourrait être expliqué par cet effet de transfert vers les pics de plus haute énergie. Ainsi, temps que nous ne savons pas comment se repartir la correction des fuites entre les différents pics et quelle est la quantité de neutron transférée entre les pics durant le stockage il n'est pas possible d'utiliser dans la mesure de τ_n les informations obtenues par l'analyse des pics individuels. Il est notamment risqué de soustraire aux N_i l'intégrale de certains pics que l'on supposerait posséder une contamination importante de neutrons sur-critiques (typiquement ceux de haut ampérage) afin d'améliorer l'évaluation du temps de stockage.

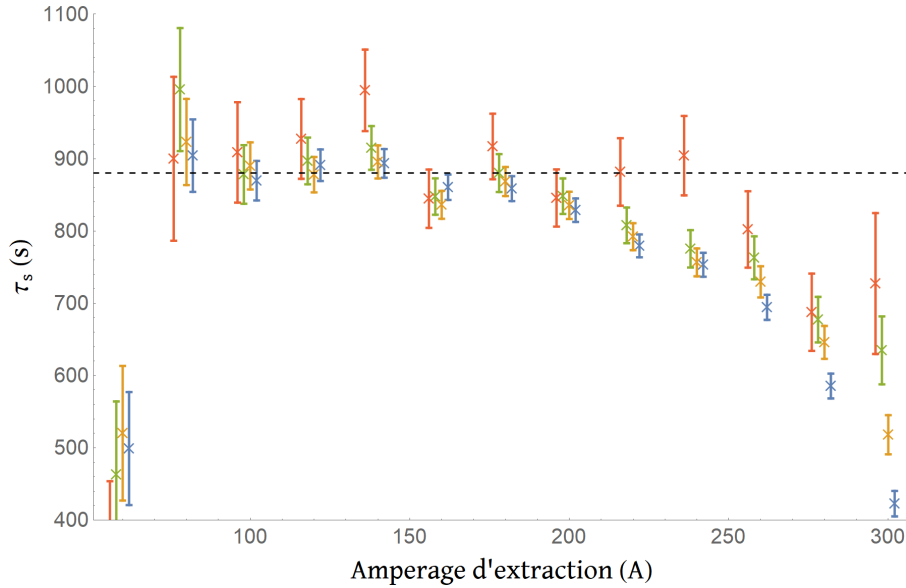


Figure 3.12 – Temps de stockage dans HOPE τ_s en fonction de l'ampérage d'extraction. En bleu pour les $(N_1, N_2, N_3, N_4, N_5)$, en jaune pour (N_2, N_3, N_4, N_5) , en vert pour (N_3, N_4, N_5) et en orange pour (N_4, N_5) . Le trait noir pointillé indique τ_n PDG2018.

En conclusion de ces premiers résultats, le spectre présent dans HOPE sans nettoyage semble contenir une proportion trop importante de neutrons sur-critiques ($\sim 5\%$) pour effectuer une mesure de temps de vie sans nettoyage. Le signal des neutrons sur-critiques étant mélangé à celui des neutrons sous-critiques il ne peut être exclu lors de l'analyse de données. Cependant, on obtient tous de même un temps de stockage proche de τ_n PDG2018 à partir des temps de stockage long N_4 et

$N_5 : 899 \pm 18$ s.

3.2.1 Mesure avec le tube en titane

La même analyse peut être effectuée sur un jeu de mesures dont la seule différence est la présence du tube en titane durant le remplissage du piège et le temps de piégeage. C’est la situation de la mesure contrôle.

Ce jeu de données est difficilement comparable aux jeux précédents en ce qui concerne le nombre absolu de neutrons piégés à cause du changement d’état de SUN2. Les différentes possibilités de renormalisation donnent des résultats significativement différents. Contenu des difficultés à donner une évaluation précise du nombre de neutrons stockés dans SUN2, nous pouvons estimer que le nombre de neutrons sortant de SUN2 a diminué au minimum de 15% et au maximum de 30%. Les quantités de neutrons piégés dans la suite ne sont donc pas comparables en valeur absolue avec les données précédentes.

Bruit de fond et quantification des sur-critiques

Le taux de fuite lié aux neutrons sur-critiques et à la dépolarisation est de 0.45 ± 0.02 s⁻¹ à $\Delta t_{stock} = 100$ s (contre 0.95 ± 0.11 s⁻¹ sans la feuille de titane) et il est négligeable à $\Delta t_{stock} = 1600$ s de $2.3 \pm 1.2 \times 10^{-6}$ s⁻¹ $\ll B_f \sim 15.9 \times 10^{-3}$ s⁻¹ (contre 5.6×10^{-3} s⁻¹). Les temps caractéristiques de la fuite sont également différents : 119 ± 5 s et 7 ± 2 s (contre 367 ± 67 s et 107 ± 15 s). On obtient un nombre de neutrons sur-critiques minimum par extrapolation de $N_5 : N_{sur-critique}(t = 100 \text{ s}) = 220 \pm 40$ neutrons et l’ajustement double exponentiel donne :

$$\begin{aligned} N_{sous-critique}(t = 0 \text{ s}) &= 2452 \pm 85 \text{ neutrons} \\ N_{sur-critique}(t = 0 \text{ s}) &= 344 \pm 187 \text{ neutrons} \\ \tau_{sur-critique} &= 170 \pm 156 \text{ s} \\ \chi_{réduit}^2 &= 2.80 \end{aligned}$$

Le taux de neutrons sur-critiques est de 14 ± 8 %. Il est en valeur relative 2.6 ± 1.6 fois plus important que dans le cas sans titane. Or d’après les fonctions de piégeages exposées figure 2.15, le nombre de neutrons sur-critiques devrait être inférieur en raison de la présence d’un absorbeur d’épaisseur non nulle. Cette augmentation des sur-critiques peut s’expliquer par l’approximation double exponentielle et le fait qu’il n’y ait pas de nettoyage avant le stockage. En effet, en décrivant l’évolution d’une population possédant des temps de stockage très différent (potentiellement de 0 s à τ_n) à l’aide d’une double exponentielle, on opère une ”invisibilisation” d’une partie du spectre : les neutrons possédant un temps de stockage proche de τ_n apparaissent majoritairement dans l’amplitude de l’exponentielle de temps caractéristique τ_n . Or on détermine qu’un temps caractéristique de 170 s avec le tube en titane (comme nous le mesurons) correspond à un temps caractéristique de seulement ~ 5 s inférieur à τ_n en l’absence du titane (cela découle du facteur $r_\lambda \approx 1000$). Ainsi les neutrons sur-critiques comptés lors de la mesure avec tube en titane sont majoritairement comptés, en l’absence du tube, dans l’amplitude de l’exponentielle de temps τ_n . La quantité de neutrons sous-critiques déterminée sans le tube en titane

de $\sim 5\%$ est donc sous évaluée. Le résultat avec le tube met en évidence une proportion d'environ 10 à 15% dont le temps de stockage en l'absence du tube de titane est très proche de τ_n . En y ajoutant les 5% de neutrons sur-critiques mesuré dans la première mesure qui sont, selon toute vraisemblance, invisibilisés dans cette mesure (car tués avant le premier comptage) on peut évaluer le pourcentage de neutrons sur-critiques $\sim 15\text{-}20\%$. Cela modifie marginalement la précision statistique ultime de $\Delta\tau = 0.7\text{ s}$ à 0.75 s .

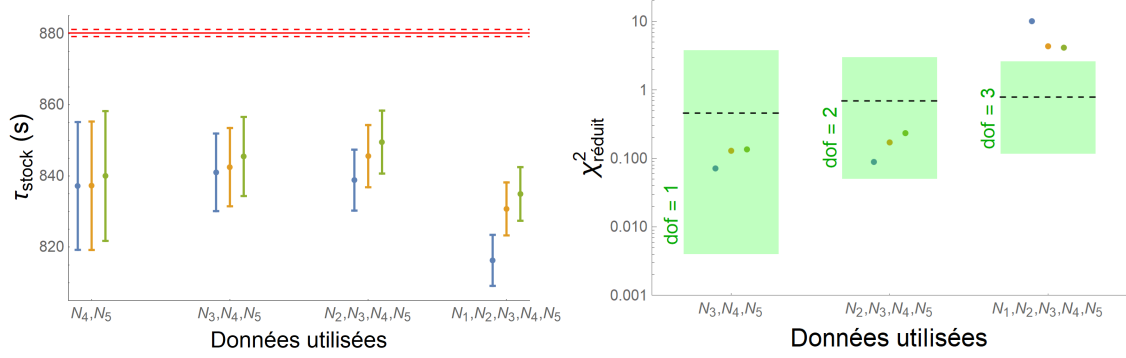


Figure 3.13 – Temps de stockage et $\chi^2_{réduit}$ pour la mesure avec le tube en titane. Pour la description détaillée voir la figure 3.9. Les données utilisées sont données dans la table 3.2.

Données	τ_{brut} (s)	$\chi^2_{réduit}$	$\tau_{corr\ fuite}$ (s)	$\chi^2_{réduit}$	$\tau_{corr\ total}$ (s)	$\chi^2_{réduit}$
N_1, N_2, N_3, N_4, N_5	816(7)	15.2	831(7)	6.5	835(8)	6.2
N_2, N_3, N_4, N_5	839(9)	0.09	846(9)	0.17	850(9)	0.24
N_3, N_4, N_5	841(11)	0.04	842(11)	0.07	845(11)	0.07
N_4, N_5	837(18)	N/A	837(18)	N/A	839(18)	N/A

Table 3.2 – τ obtenu lors du stockage avec la feuille de titane (figure 3.13). L'erreur indiquée est uniquement statistique.

La correction liée aux fuites et à l'évolution du peuplement de l'espace des phases est nettement moins importante que dans le cas sans le tube en titane (figure 3.13 et table 3.2) malgré une évolution similaire de l'ampérage moyen d'extraction (à gauche figure 3.14). On observe un temps de stockage plus bas. Finalement, une fois la mesure N_1 exclue les données sont très bien décrites par de simples exponentielles (voir valeur des $\chi^2_{réduit}$) malgré des temps de vie significativement éloignés (3 à 7σ) de τ_n *PDG2018*. Il s'agit donc population de neutron ayant un temps de stockage plus court que τ_n mais présentant une décroissance se comportant comme une simplement exponentielle (à la précision statistique de la mesure). Cela suggère qu'il existe une population de neutrons sur-critiques de temps de vie très court, encore présente à $\Delta t_{stock} = 100\text{ s}$ mais ayant quasiment disparue à $\Delta t_{stock} = 200\text{ s}$ et une seconde population ayant un temps de stockage d'environ 845 s. Ce comportement de simple exponentiel et de temps de stockage trop bas peut être expliqué par une source de perte supplémentaire au sein des neutrons sous-critiques comme des dépolarisations ou un chauffage par vibration.

Si la dépolarisation était responsable de cette baisse on s'attendrait à un taux de fuite de l'ordre de $10 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour $t = 1600 \text{ s}$, or nous mesurons un signal indistinguable du bruit de fond, donc un taux de fuite bien plus bas si existant.

En revanche, il a été vu chapitre 2 que le chauffage du spectre ne peut être exclu. Les relativement bonnes propriétés de stockage de l'inox explique un effet peu notable du chauffage (contenu de l'erreur statistique) pour la première mesure, alors que les conditions de piégeage dégradées en raison de la présence du titane le révèle. Le chauffage est donc, ici aussi, une explication possible.

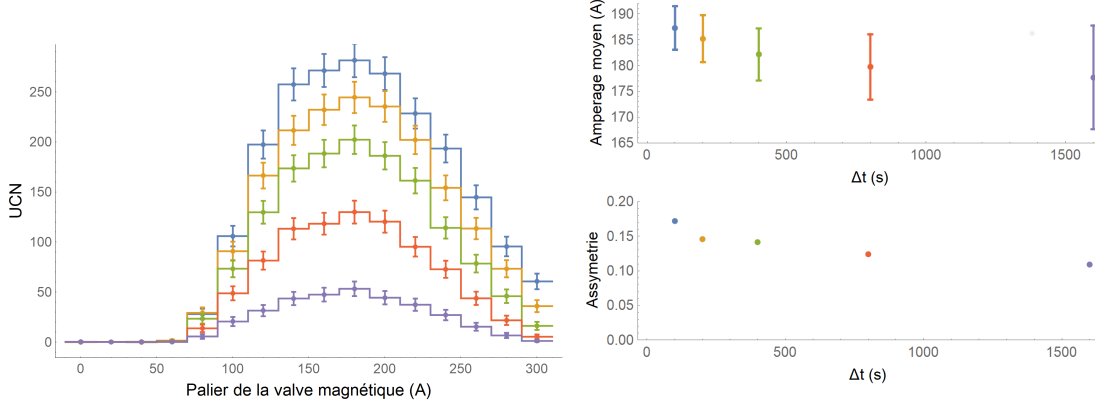


Figure 3.14 – Profils, ampérages moyen et asymétries des *porc-épics* pour les mesures avec le tube en titane.

Finalement, il est intéressant d'utiliser le modèle décrit paragraphe 2.5.2 en prenant la mesure sans le tube en titane comme *mesure principale* et la mesure avec le tube en titane comme *mesure de contrôle* afin de vérifier si la différence entre les deux mesure peut s'expliquer par l'interaction des neutrons sur-critique avec les parois du piège. On constate alors qu'en utilisant les valeurs $\tau_p = 855 \pm 7 \text{ s}$ et $\tau_c = 835 \pm 8 \text{ s}$ il est impossible d'expliquer l'écart $\Delta\tau_p = 25 \pm 11 \text{ s}$ à $\tau_{\beta \text{ PDG2018}} = 880.2 \pm 0.1 \text{ s}$ par un facteur $r_\lambda = 1000$. Un tel facteur devrait entraîner une erreur de l'ordre de la seconde sur τ_p . Pour expliquer un écart de $\Delta\tau_p = 25 \text{ s}$ il faudrait un facteur de perte $r_\lambda = 25$ avec des neutrons sur-critiques de temps de stockage 50 s et un facteur de perte $r_\lambda = 3$ pour des sur-critiques de temps de stockage 800 s. Deux types d'explications sont envisageables : l'absorbeur en titane ne nettoie pas aussi bien qu'il le devrait (par exemple à cause d'une contamination de la surface) ou il existe une autre source de perte dans le piège. L'hypothèse précédemment émise d'un transfert des sous-critiques vers les sur-critiques par chauffage étant équivalente à une source de perte dans le piège pourrait expliquer ce type d'observation.

3.3 Procédures de nettoyage

3.3.1 Nettoyage avec le piston

Tous en gardant l'absorbeur en titane, le piston peut être introduit dans le piège. L'objectif étant de nettoyer de manière plus complète le piège. Le piston est maintenu

en position durant 100 s. Nous avons utilisé le piston à une hauteur $z = 120$ mm. L'absorbeur en titane reste à la même position que précédemment.

Le taux de fuite observé au détecteur est de $80 \pm 12 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $\Delta t_{stock} = 100$ s (contre $0.45 \pm 0.02 \text{ s}^{-1}$ avec uniquement le titane) et il est négligeable à $\Delta t_{stock} = 1600$ s à $15 \pm 19 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Il y a donc un signal de fuite significativement moins important. Les temps caractéristiques de la fuite sont également différents : 159 ± 23 s et 11 ± 5 s (contre 119 ± 5 s et 7 ± 2 s). On obtient un nombre de neutrons sur-critiques minimum par extrapolation de N_5 : $N_{sur-critique}(t = 100 \text{ s}) = 82 \pm 40$ neutrons. L'ajustement double exponentiel ne converge pas car le comportement des données et de leur incertitude (relativement importante) les rendent trop proche de la simple exponentielle. On constate en effet sur les $\chi^2_{réduit}$ que les ajustements simple exponentiels décrivent bien les données (figure 3.15 et tableau 3.3). Les temps de stockage sont donc assez indépendants des N_i utilisés. Si l'incertitude statistique est trop importante pour pouvoir effectuer une analyse précise, on peut remarquer que comme pour le titane les temps de stockage sont bien plus bas que $\tau_{\beta \text{ PDG}2018}$. L'ampérage moyen et l'asymétrie de l'extraction sont plus constants que dans les cas précédent traduisant une évolution plus faible dans l'espace des phases (voir figure 3.16).

De manière générale les résultats obtenus avec cette mesure sont cohérents avec ceux obtenus sans le piston : le piston donne un spectre avec moins de sur-critiques, il efface donc en grande partie le comportement multi-exponentielle du temps de stockage, expliquant l'échec de l'ajustement double exponentiel. Cependant, il n'impacte pas le stockage en lui-même et en particulier ce qui pourrait venir perturber les neutrons piégés durant le stockage comme le chauffage.

Finalement mentionnons que la mesure a été effectuée avec un piston dans une position assez basse. Les simulations ont montré une forte influence de la hauteur du piston sur l'efficacité du nettoyage. Il serait intéressant de répéter ce type de mesure avec une meilleure statistique et des positions différentes du piston afin de déterminer la position optimum.

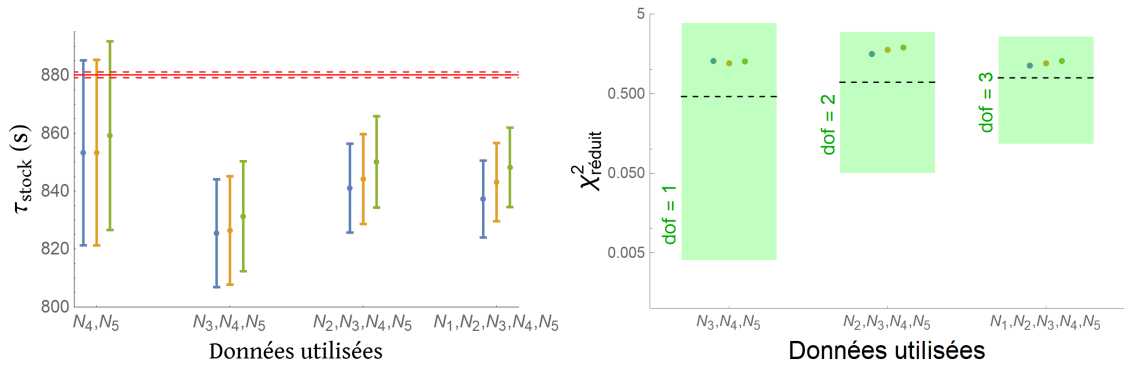


Figure 3.15 – Temps de stockage et $\chi^2_{réduit}$ avec le nettoyage piston et le tube en titane. Pour la description détaillée voir la figure 3.9. Les données utilisées sont données dans la table 3.3.

Données	τ_{brut} (s)	$\chi^2_{réduit}$	$\tau_{corr\ fuite}$ (s)	$\chi^2_{réduit}$	$\tau_{corr\ total}$ (s)	$\chi^2_{réduit}$
N_1, N_2, N_3, N_4, N_5	837(13)	1.7	843(14)	1.8	848(14)	1.9
N_2, N_3, N_4, N_5	841(15)	1.6	844(16)	1.8	850(16)	1.9
N_3, N_4, N_5	825(17)	0.64	826(19)	0.60	831(19)	0.63
N_4, N_5	853(32)	N/A	853(32)	N/A	859(33)	N/A

Table 3.3 – τ obtenus lors du stockage avec la feuille de titane et le nettoyage avec le piston (figure 3.15).

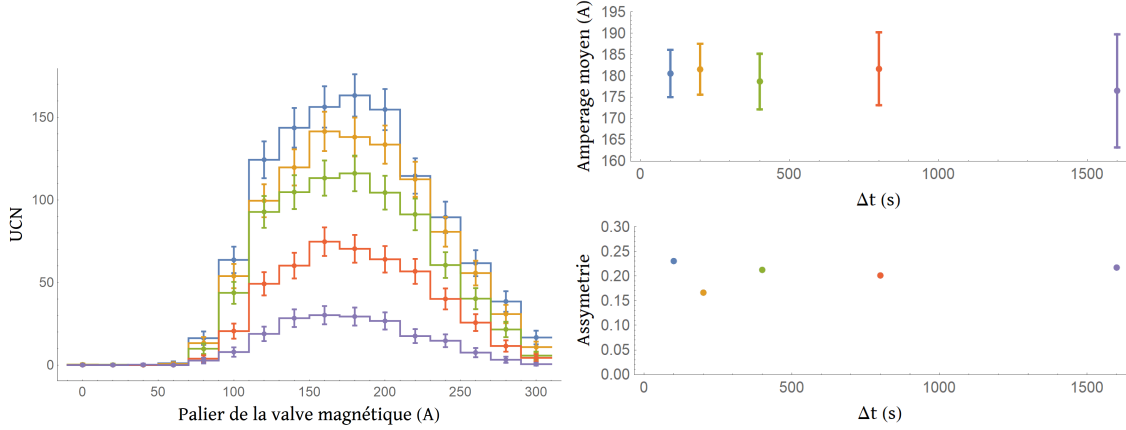


Figure 3.16 – Profils, ampérages moyen et asymétries des *porc-épics* pour les mesures avec le nettoyage avec piston et le tube en titane.

3.3.2 Nettoyage par fermeture en deux étapes

Nous utilisons un palier à 290 A tenus pendant 100 s. L’absorbeur en titane reste en place.

Le taux de fuite lié aux neutrons sur-critiques observé au détecteur est de $19 \pm 17 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $\Delta t_{stock} = 100 \text{ s}$ (contre $80 \pm 12 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ avec le titane et le piston) et il n’est plus résolu à $\Delta t_{stock} = 1600 \text{ s}$: $6 \pm 24 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} (\ll Bf)$. Le temps caractéristique est de $440 \pm 290 \text{ s}$. On observe ainsi une fuite au temps court de bien plus faible intensité que dans les cas précédents. Les corrections liées aux fuites sont donc faibles. On obtient un nombre de neutrons sur-critiques minimum par extrapolation de N_5 : $N_{sur-critique}(t = 100 \text{ s}) = 169 \pm 48$ neutrons et l’ajustement double exponentielle donne :

$$\begin{aligned}
N_{sous-critique}(t = 0 \text{ s}) &= 1309 \pm 74 \text{ neutrons} \\
N_{sur-critique}(t = 0 \text{ s}) &= 203 \pm 62 \text{ neutrons} \\
\tau_{sur-critique} &= 346 \pm 188 \text{ s} \\
\chi^2_{réduit} &= 1.6
\end{aligned}$$

Comme avec le piston, les données sont bien décrites par une simple exponentielle et avec une constante de temps significativement plus courte que $\tau_{n\ PDG2018}$ (figure 3.17). Les *porc-épics* ne voient pas leur ampérage moyen varier. Les corrections liées à l’évolution dans l’espace des phases sont donc assez faibles.

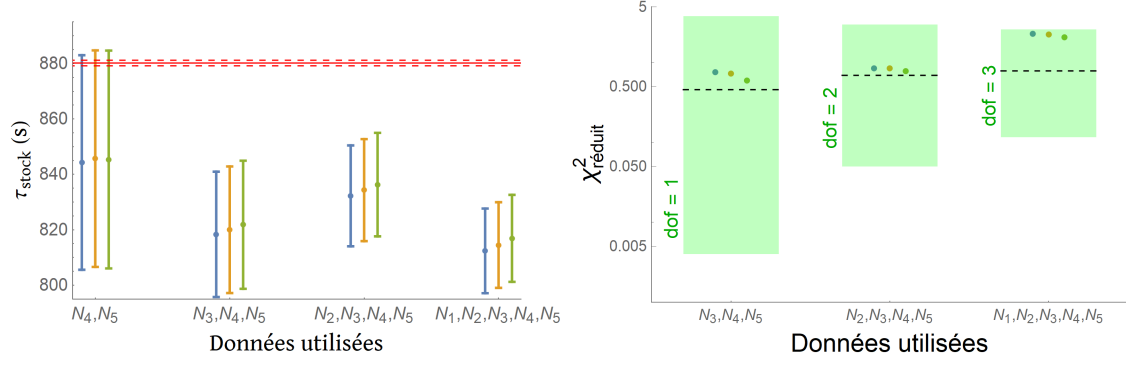


Figure 3.17 – Temps de stockage et $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la mesure avec la fermeture en deux étapes. Pour la description détaillée voir la figure 3.9. Les données utilisées sont données dans le tableau 3.4).

Données	τ_{brut} (s)	$\chi^2_{\text{réduit}}$	$\tau_{\text{corr fuite}}$ (s)	$\chi^2_{\text{réduit}}$	$\tau_{\text{corr total}}$ (s)	$\chi^2_{\\text{réduit}}$
N_1, N_2, N_3, N_4, N_5	812(15)	3.4	814(15)	3.8	817(16)	3.1
N_2, N_3, N_4, N_5	832(18)	0.85	834(18)	0.85	836(19)	0.78
N_3, N_4, N_5	818(23)	0.38	820(23)	0.37	822(23)	0.30
N_4, N_5	844(34)	N/A	846(39)	N/A	845(39)	N/A

Table 3.4 – τ obtenus lors du stockage avec fermeture en deux étapes et l’absorbeur titane (en figure 3.17).

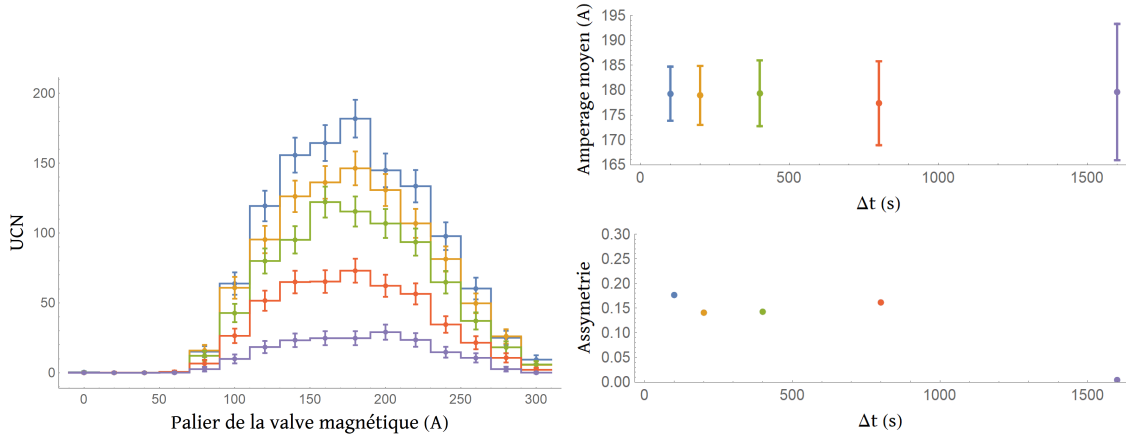


Figure 3.18 – Profils, ampérages moyen et asymétries des *porc-épics* pour la fermeture en deux étapes et tube en titane.

3.3.3 Nettoyage avec l’absorbeur radial en polyéthylène

Finalement, nous avons utilisé un tube en polyéthylène d’épaisseur 3 mm et de 26.2 cm de long qui vient remplacer le tube en titane (d’épaisseur 0.5 mm et de 70 cm de long). Celui-ci est monté sur un moteur permettant son mouvement vertical dans le piège sur une distance de 21 cm. En position basse, le bas de l’absorbeur se trouve en $z = 240$ mm et en position haute $z = 450$ mm dans une zone où il est invisible pour les neutrons sous-critiques (voir figure 2.4). Dans les mesures présentées ci-dessous le temps de nettoyage (absorbeur en position basse) est de

50 s. La principale différence attendue entre cette mesure et celle effectuée avec le titane est une amélioration notable du temps de stockage, malgré un hypothétique chauffage, du fait des propriétés de stockage de l'inox nettement supérieur à celles titane (voir paragraphe 2.5.2).

Le taux de fuite lié aux neutrons sur-critiques est de $0.132 \pm 0.016 \text{ s}^{-1}$ à $\Delta t_{stock} = 100 \text{ s}$ et il n'est plus résolu pour $\Delta t_{stock} = 1600 \text{ s}$ ($\ll 1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$). Ainsi, en prenant en compte les temps de nettoyage, la fuite est environ 2 fois plus faible qu'avec le tube en titane sans nettoyage. Les temps caractéristiques sont de $102 \pm 8 \text{ s}$ et $8.2 \pm 0.3 \text{ s}$. On obtient un nombre de neutrons sur-critiques minimum par extrapolation de N_5 : $N_{sur-critique}(t = 100 \text{ s}) = 85 \pm 36$ neutrons et l'ajustement double exponentielle donne :

$$\begin{aligned} N_{sous-critique}(t = 0 \text{ s}) &= 1322 \pm 24 \text{ neutrons} \\ N_{sur-critique}(t = 0 \text{ s}) &= 134 \pm 50 \text{ neutrons} \\ \tau_{sur-critique} &= 175 \pm 111 \text{ s} \\ \chi_{réduit}^2 &= 0.44 \end{aligned}$$

Comme pour les mesures précédentes on observe un comportement de simple exponentielle significativement plus bas que τ_n *PDG2018*, ce qui est, à première vue, inattendu compte tenu des parois en inox. Les profils des *porc-épics* sont constants. Néanmoins, les temps de stockage semblent (les barres d'erreurs ne permettent pas d'affirmer) s'accroître vers τ_n lorsque l'on enlève les premiers points (voir figure 3.19).

Pour expliquer l'absence d'amélioration notable entre cette mesure et les précédentes, il est important de mentionner que cette mesure ne se déroule pas dans des conditions techniquement idéales. En effet, si l'absorbeur était remonté dans une position suffisamment haute pour être invisible des neutrons sous-critiques il restait proche du piège. Il est raisonnable de penser qu'il ait pu continuer à influencer les neutrons sur-critiques piégés et particulièrement s'il existe un chauffage par vibration. Cette hypothèse est supportée par le fait pour la première mesure sans tube en titane, ni polyéthylène le temps de stockage pour les deux dernier points N_4 et N_5 ($899 \pm 19 \text{ s}$) était supérieur à celui obtenu pour cette mesure ($860 \pm 31 \text{ s}$). Le chauffage étant le même dans les deux cas, il semble exister une source de dégradation du stockage supplémentaire dans le cas présent (les barres d'erreurs excluent une conclusion forte). Cette hypothèse nécessite de nouvelles mesures, avec un absorbeur remonté plus haut durant le stockage pour être confirmée.

Données	$\tau_{brut} \text{ (s)}$	$\chi_{réduit}^2$	$\tau_{corr \text{ fuite}} \text{ (s)}$	$\chi_{réduit}^2$	$\tau_{corr \text{ total}} \text{ (s)}$	$\chi_{réduit}^2$
N_1, N_2, N_3, N_4, N_5	836(12)	2.9	836(13)	2.9	840(13)	2.7
N_2, N_3, N_4, N_5	847(15)	1.7	847(15)	1.7	851(15)	1.7
N_3, N_4, N_5	867(20)	0.12	869(20)	0.12	873(20)	0.13
N_4, N_5	857(30)	N/A	857(31)	N/A	860(31)	N/A

Table 3.5 – τ obtenu après nettoyage avec l'absorbeur radial en polyéthylène (figure 3.19).

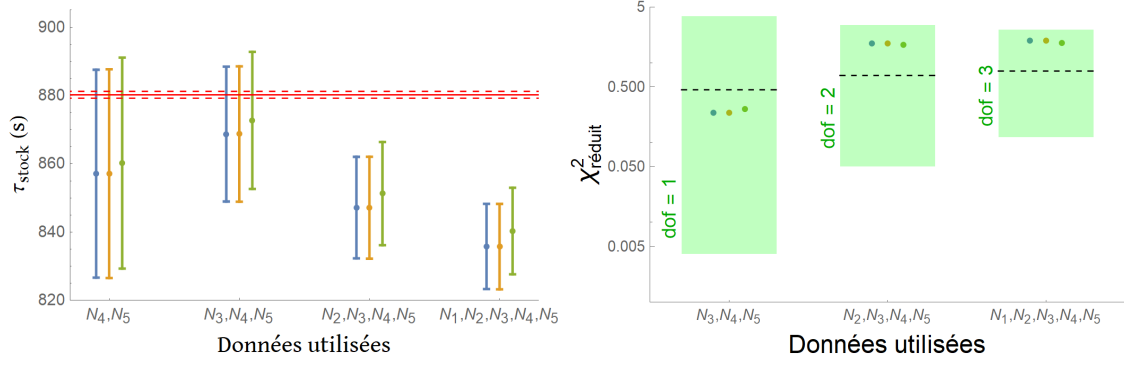


Figure 3.19 – Temps de stockage et $\chi^2_{réduit}$ pour la mesure avec l’absorbeur radial en polyéthylène. Pour la description détaillée voir la figure 3.9. Les données utilisées sont données dans le tableau 3.5.

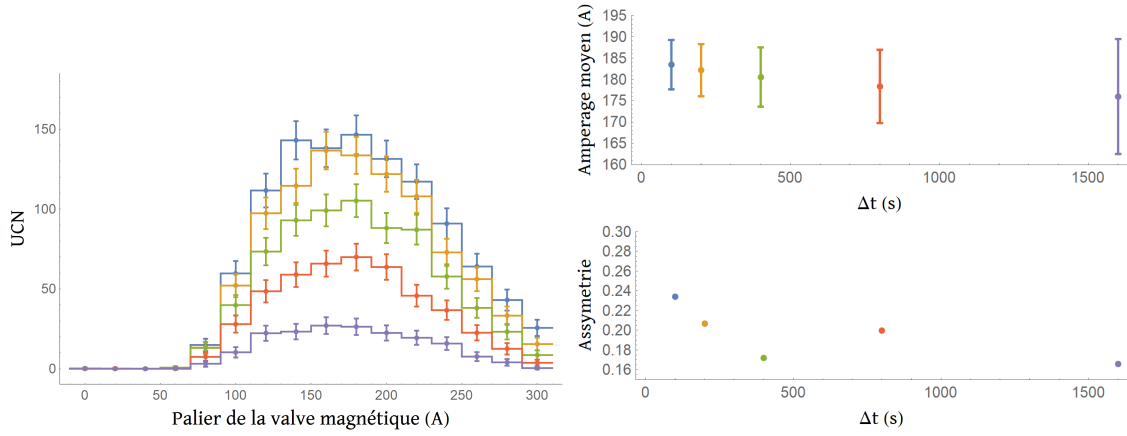


Figure 3.20 – Profils, ampérages moyen et asymétries des *porc-épics* pour les mesures avec nettoyage avec l’absorbeur radial.

3.3.4 Fermeture en deux étapes et nettoyage avec l’absorbeur radial en polyéthylène

Il est possible de combiner la fermeture en deux étapes et l’absorbeur en polyéthylène. Le palier à 290 A est maintenu 100 s avant la fermeture complète. L’absorbeur est en position basse durant le remplissage et il y est maintenu 200 s (il continue donc à nettoyer pendant 100 s après la fermeture complète du piège).

Le taux de fuite lié aux neutrons sur-critiques observé au détecteur est de $11 \pm 3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $\Delta t_{stock} = 100 \text{ s}$ et il est très inférieur à $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour $\Delta t_{stock} = 1600 \text{ s}$. Le temps caractéristique est de $149 \pm 500 \text{ s}$. Comme pour les situations précédentes, les fuites et les corrections associées sont donc très faibles. On obtient un nombre de neutrons sur-critiques minimum par extrapolation de N_5 : $N_{sur-critique}(t = 100 \text{ s}) = 58 \pm 25$ neutrons.

Cette mesure présente un très bon comportement exponentiel ($\chi^2 \approx 0.6$), mais comme pour les autres mesures, un temps de stockage significativement trop bas. Les τ_{stock} présentés figure 3.21 sont cohérents avec ceux de la mesure précédente. On remarque que les temps de stockages extraits en utilisant les temps de stockage long ne sont pas plus proches de τ_n PDG2018 que celui obtenu avec les 5 N_i . On

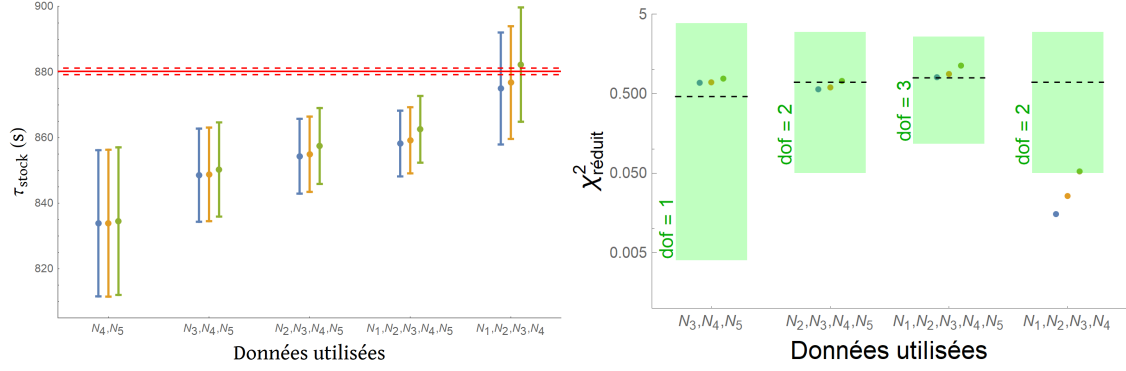


Figure 3.21 – Temps de stockage et $\chi^2_{\text{réduit}}$ pour la mesure avec le tube en titane. Pour la description détaillée voir la figure 3.9. Il y a également sur la gauche du graphique les temps de stockage pour les 4 premiers temps de stockage (N_1, N_2, N_3, N_4). Les données utilisées sont données dans le tableau 3.6.

Données	τ_{brut} (s)	$\chi^2_{\text{réduit}}$	$\tau_{\text{corr fuite}}$ (s)	$\chi^2_{\text{réduit}}$	$\tau_{\text{corr total}}$ (s)	$\chi^2_{\text{réduit}}$
N_1, N_2, N_3, N_4, N_5	854(10)	0.61	855(10)	0.64	859(10)	0.78
N_2, N_3, N_4, N_5	855(12)	0.60	856(12)	0.64	858(12)	0.78
N_3, N_4, N_5	847(14)	0.19	848(14)	0.19	849(15)	0.22
N_4, N_5	836(23)	N/A	836(23)	N/A	837(23)	N/A
N_1, N_2, N_3, N_4	875(17)	0.02	877(17)	0.03	882(17)	0.05

Table 3.6 – τ obtenu avec une fermeture en deux étapes et après nettoyage avec l’absorbeur polyéthylène (figure 3.21).

remarque même une tendance à une baisse du temps de stockage pour les temps longs : $\tau_{N_4, N_5} < \tau_{N_3, N_4, N_5} < \tau_{N_2, N_3, N_4, N_5}$. Si cette tendance est comprise dans les barres d’erreurs elle rend peu probable que l’observation que les temps de stockage des temps longs soient moins bon que celui des temps courts soit d’origine purement statistique. Il est possible d’expliquer cela avec les hypothèses émises jusqu’à présent : le chauffage des UCNs et un absorbeur qui n’est pas suffisamment éloigné du piège durant le stockage. En effet, plus le temps de stockage est long, plus les neutrons sont chauffés et finissent par pouvoir rencontrer l’absorbeur. Dans ce cas on peut supposer que le temps de stockage serait plus long avec un absorbeur plus éloigné (c’est-à-dire remonté plus haut dans le piège), mais il n’a malheureusement pas été possible de tester cette hypothèse. Cependant, le temps de vie obtenu en omettant le dernier point N_5 , qui est en théorie le plus affecté par le chauffage, vaut $\tau_{N_1, N_2, N_3, N_4} = 882 \pm 17$ s ($\chi^2 = 0.05$). Cela semble confirmer une dégradation du spectre avec le temps. Puisque les temps de stockage courts mènent à un temps de stockage élevé cela indique également un nettoyage efficace à la barre d’erreur près. Qualitativement la situation peut être décrite comme il suit : la préparation du spectre (fermeture en deux étapes et avec nettoyage utilisant l’absorbeur en polyéthylène) mène à un spectre d’énergie maximale $U_{\text{col}} - \Delta E_{\text{prep}}$. Tant que les neutrons n’ont pas gagné, par chauffage, une énergie $> \Delta E_{\text{net}}$, ils ne sont pas sur-critique, le temps caractéristique de piégeage vaut donc τ_n (en négligeant les autres sources de pertes). Une fois la marge ΔE_{net} épuisée les neutrons commencent à passer dans

la catégorie sur-critique et le temps caractéristique de stockage se dégrade. C'est ce que nous observons : $\tau_{N_1, N_2, N_3, N_4} > \tau_{N_1, N_2, N_3, N_4, N_5}$. Il est alors intéressant de regarder le temps caractéristique de chaque pic pour uniquement les 4 premiers N_i (figure 3.23, en haut) afin d'observer si le temps de stockage observé pour chaque pic est égal aux barres d'erreurs près. Contrairement à ce qui peut être attendu naïvement les temps caractéristiques de piégeage ne sont pas tous proches de τ_n , **malgré un temps global** $\sim \tau_n$. Les pics pour les hauts ampérages d'extraction > 220 A présentent un temps de stockage significativement inférieur à τ_n et les pics d'ampérage $\neq 200$ A sont constants aux barres d'erreur près. S'il est difficile de tirer des conclusions fortes à cause de l'incertitude statistique de la mesure on peut remarquer une certaine tendance des pics d'extractions d'ampérage $\neq 200$ A à être au-dessus de τ_n *PDG2018*. Si cela était confirmé cela signifierait que le volume d'espace des phases vidangé dans les pics $\neq 200$ A voit sa population diminuer moins vite que τ_n , et qu'il y a un transfert de neutrons depuis le volume d'espace des phases contenu dans les pics > 200 A vers celui contenu dans les pics $\neq 200$ A. Cela viendrait également appuyer la remarque précédemment faite (paragraphe 3.2) sur les risques liés à l'analyse des pics individuel.

Des données avec une meilleure précision statistique et une plus grande amplitude de mouvement pour l'absorbeur apporteraient des informations pouvant venir confirmer ou infirmer cette analyse et nos hypothèses.

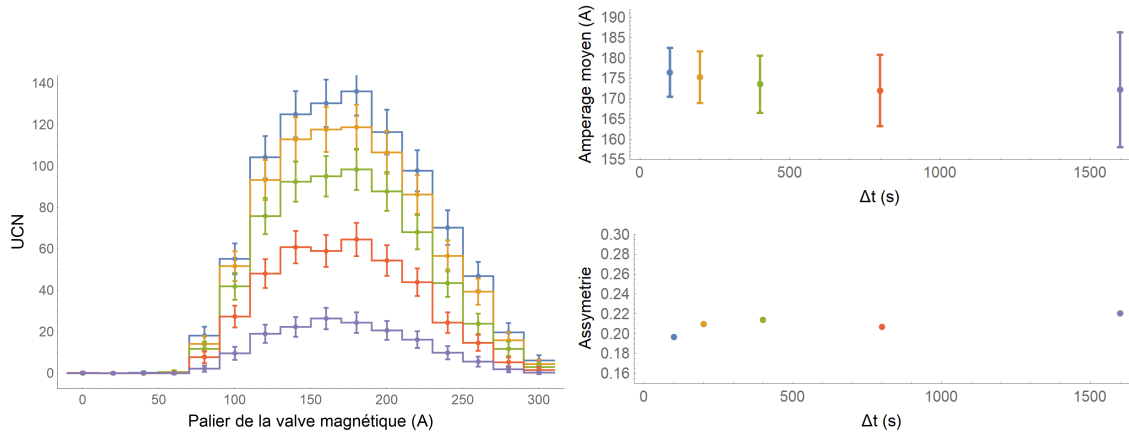


Figure 3.22 – Profils, ampérages moyen et asymétries des *porc-épics* pour les mesures avec fermeture en deux étapes et nettoyage avec l'absorbeur radial.

Nous pouvons résumer les résultats obtenus :

- pour des temps de stockage long (800 s et 1600 s) on obtient, sans nettoyage et sans tube en titane, un temps de stockage 899 ± 19 s.
- il existe des neutrons sur-critiques bien mis en évidence par la différence entre les deux mesures avec et sans tube en titane. Ceux-ci semblent être efficacement nettoyés à la précision statistique que nous avons, grâce à l'absorbeur en polyéthylène et à la fermeture par étape puisque nous obtenons un temps de stockage de 882 ± 17 s pour les 4 premiers temps de stockage.
- la précision statistique que peut atteindre l'expérience dans la configuration actuelle en l'espace d'un cycle idéal de réacteur est de $\Delta\tau = 0.75$ s.
- On observe une décroissance en simple exponentielle des neutrons présents

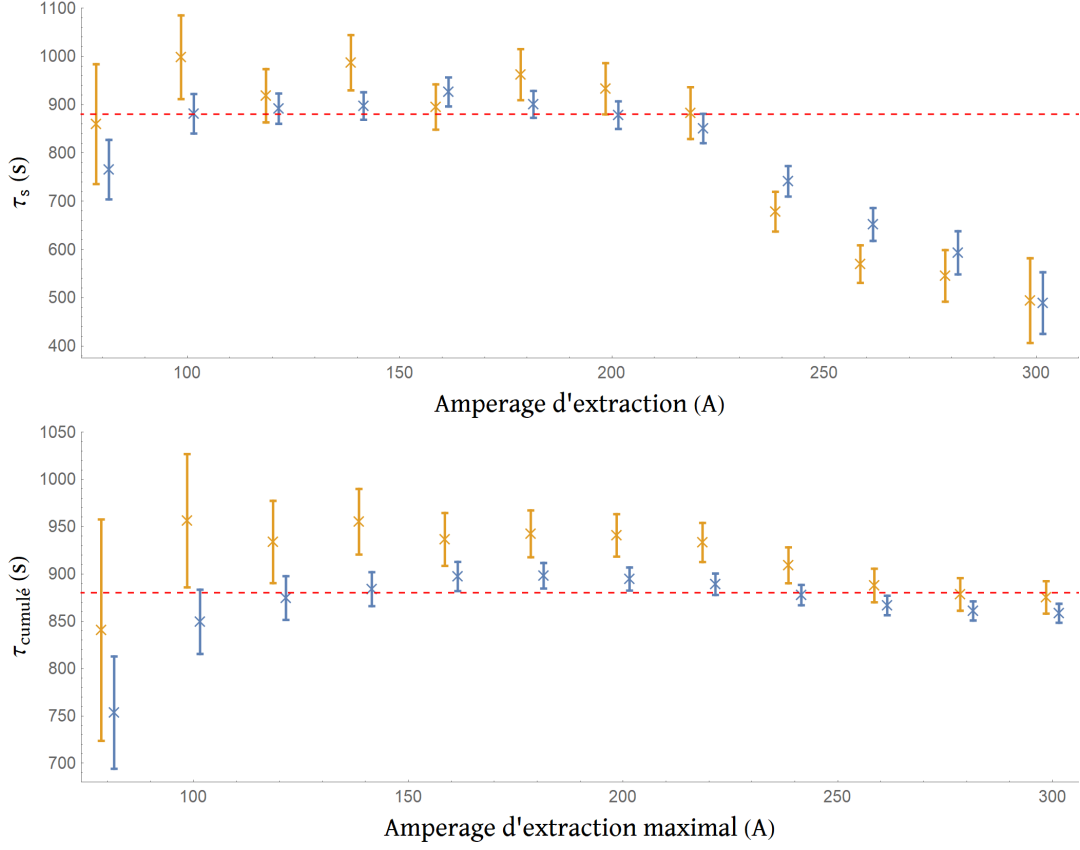


Figure 3.23 – **En haut** : τ déterminé pour chaque pic des *porc-épics* en fonction de l’ampérage d’extraction. **En bas** : τ déterminé en utilisant les pics d’ampérage $\leq$ à l’ampérage maximale indiqué en abscisse. Pour les deux graphes : les τ en bleu sont déterminés en utilisant les 5 N_i , en jaune seulement (N_1, N_2, N_3, N_4). Les données sont uniquement corrigées du bruit de fond. Les jeux de données jaunes et bleues sont légèrement décalés horizontalement par rapport à l’ampérage correspondant afin de faciliter la lecture. La ligne rouge pointillée indique τ_n PDG2018.

dans le piège après nettoyage. Le temps caractéristique de cette décroissance est généralement significativement inférieur à τ_n . Un tel comportement peut être expliqué par des termes de pertes constants (la dépolarisation pourrait apporter un terme de perte proche de la constante) ou par un transfert de neutrons sous-critiques vers les sur-critiques.

- différentes hypothèses sont à explorer pour expliquer les observations précédentes : chauffage par vibration et visibilité de l’absorbeur par les neutrons lors du stockage.
- il serait intéressant d’étudier l’évolution des pics individuels afin de résoudre d’éventuels transferts de population.

Chapitre 4

Perspective et conclusion

4.1 Amélioration et perspective : HOPE à l'horizontale

Deux constats peuvent être faits sur l'expérience HOPE. D'un côté la gestion du cryostat se révèle compliquée, impose un certain nombre de contraintes et est peu fiable, mentionnons les quenches imprévisibles de la bobine centrale, une consommation d'hélium liquide importante ($\sim 200 \text{ l} \cdot \text{d}^{-1}$), des problèmes passés qui ont nécessités des opérations délicates (mode persistant de la valve magnétique défectueux, fuites entre le bain d'hélium et le vide d'isolation, défauts de couplage thermique qui ont impliqué le changement de nombreuses pièces). Et d'un autre coté le nombre de neutrons piégés est assez important pour atteindre une erreur statistique $\sim 0.75 \text{ s}$ par cycle de réacteur (~ 50 jours), mais les mesures effectuées montrent que dans un certain nombre de cas les temps de stockage mesurés semblent trop faible contenu de la connaissance actuelle de τ_n tel qu'indiqué dans le PDG. Une hypothèse possible pouvant expliquer ces temps de stockage trop bas est le chauffage du spectre par des vibrations qui ont pour origine les têtes froides du cryostat. Contenu de ces deux points il peut être souhaitable de supprimer le cryostat. La suppression de ce dernier rendrait l'expérience plus simple, plus stable et réduirai les sources de vibrations principales réduisant ainsi une source d'erreur et de questionnement. Les bobines supraconductrices doivent alors être remplacées par des électro-aimants résistifs fonctionnant à température ambiante. Cette piste peut conduire à des améliorations significatives.

Une autre source d'amélioration possible est l'augmentation du nombre de neutrons piégés afin de réduire l'incertitude statistique et de faciliter les études préliminaires nécessaire à la mesure principale. Deux options sont envisageables et peuvent être combinées : augmenter le volume du piège et diminuer la dilution des neutrons dans l'expérience en diminuant la quantité de guides. Dans la configuration actuelle le volume du piège dépend du champ des aimants, de l'intensité du champ de pesanteur et du champ de la valve magnétique. Sans modifications matériels de l'expérience, seul le champ de la valve peut être modifié (en modifiant le courant la traversant) or il a déjà été optimisé, il n'y a donc pas d'amélioration notable possible. Cependant, en modifiant la position du piège dans le champ de pesanteur on peut augmenter son volume. Positionné à l'horizontale et en ajoutant une seconde valve

magnétique pour fermer la seconde extrémité du piège (qui en position verticale est fermée par la gravité) la profondeur et le volume de celui-ci augmenteraient considérablement. On peut atteindre une profondeur de ~ 78 neV (+34% par rapport à la position verticale) et un volume effectif de ~ 4.25 l (+75% par rapport à la position verticale). En l'absence de cryostat pour des bobines supraconductrices il est également facilement envisageable d'agrandir le volume du piège en allongeant l'octupole (cela nécessite l'ajout d'assemblages d'aimants permanents octupolaire). Dans une cette configuration horizontale on peut réduire la longueur des guides d'environ 1 m sur les ~ 3 m séparant l'expérience de la source UCN, augmentant ainsi la densité de neutrons dans l'expérience. Dans cette configuration les simulations donnent une densité d'UCN dans le piège environ trois fois supérieure avant fermeture, laissant présager un gain statistique significatif. Un aspect négatif de cette configuration horizontale est de voir disparaître la possibilité de détecter les électrons ou les protons de désintégration. En effet, ceux-ci étant réfléchis par le champ magnétique produit par les valves ils ne peuvent être extraits efficacement pour la détection. Finalement, un dernier point à évaluer, qui n'a pas été étudié, est la proportion de neutrons sur-critiques dans une telle configuration.

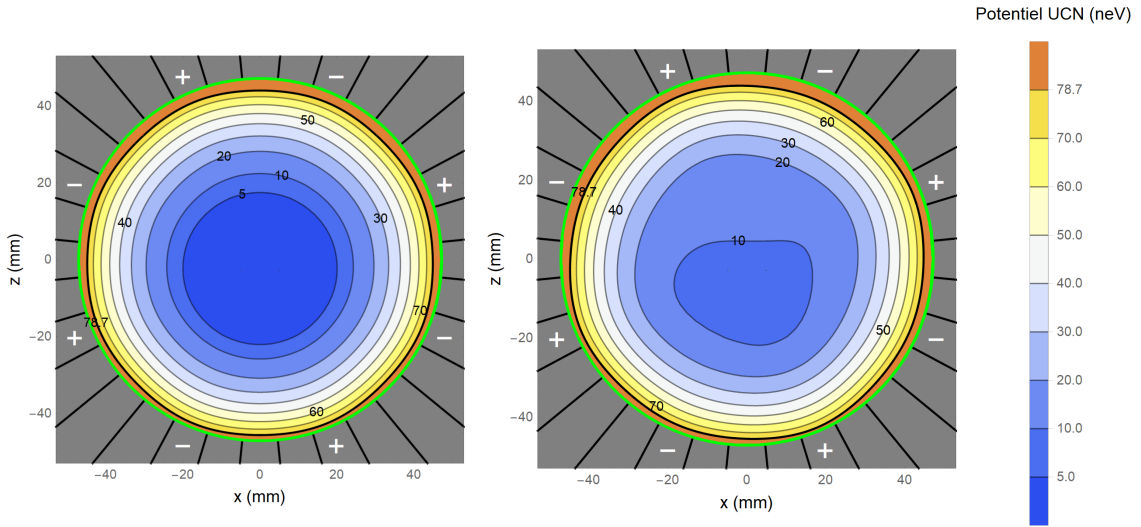


Figure 4.1 – Carte de champ de HOPE positionné à l'horizontale en utilisant des valves magnétiques à chaque extrémité. Les parties grises indiquent les différents aimants. Les "+" et les "-" indiquent les 8 pôles de l'octupôle. Le cercle vert représente le tube centrale en acier inoxydable **A gauche** : section du piège à $x = 0$ mm. **A droite** : section du piège à $x = 320$ mm.

Comme pour le champ de la configuration verticale, le champ de la configuration horizontale est en première approximation cylindrique. Et comme pour cette dernière c'est la somme des composantes radiales du champ des valves et de l'octupole qui vient briser cette symétrie (voir figure 4.1). Cependant, s'ajoute à cela un léger écrasement du champ vers le bas dû au champ de pesanteur (visible figure 4.2 en haut). Il existe également une asymétrie gauche-droite (visible figure 4.2 en bas) qui s'explique par l'addition des champs magnétiques des valves et de l'octupole : comme les courants des deux valves circulent dans la même direction (afin d'éviter une zone

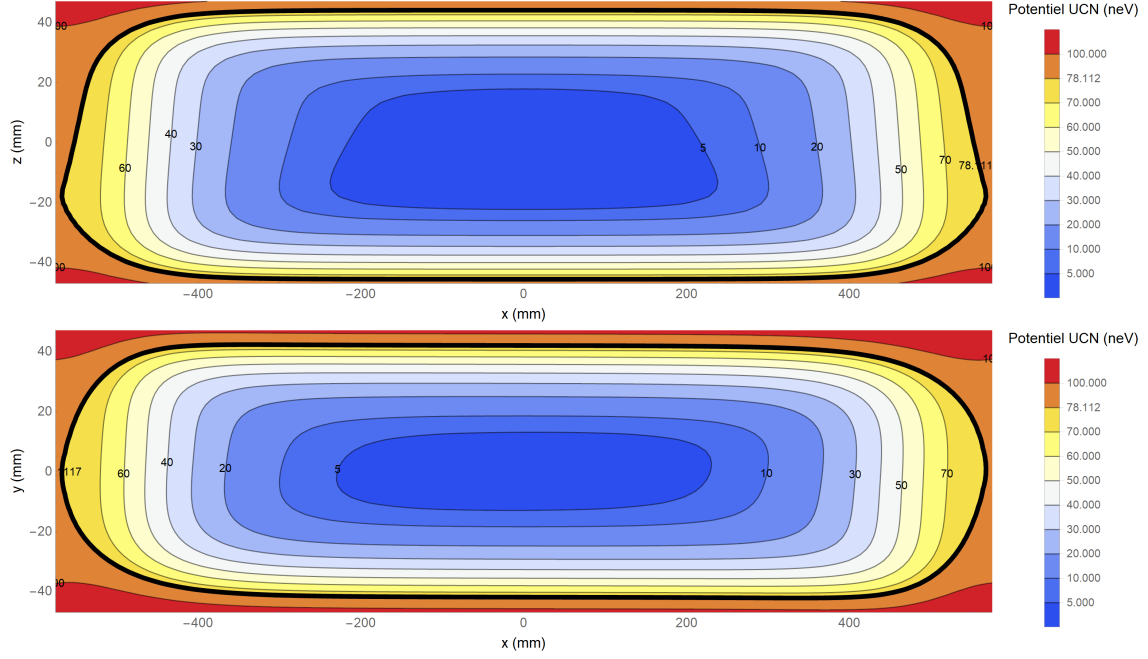


Figure 4.2 – Carte de champ de HOPE positionné à l’horizontale en utilisant des valves magnétiques à chaque extrémité. **En haut** : coupe verticale du champ. **En bas** : coupe horizontale à $z = -17.75$ mm.

de champ nul au centre du piège) la composante radiale du champ créée par les valves $B_r^{valves} = B_r^{valve1} + B_r^{valve2}$ est impaire par rapport à x : $B_r^{valves}(x) = -B_r^{valves}(-x)$. C’est alors la somme de cette composante radiale impaire avec la composante radiale de l’octupole (pair) qui entraîne l’asymétrie gauche-droite de la figure 4.2.

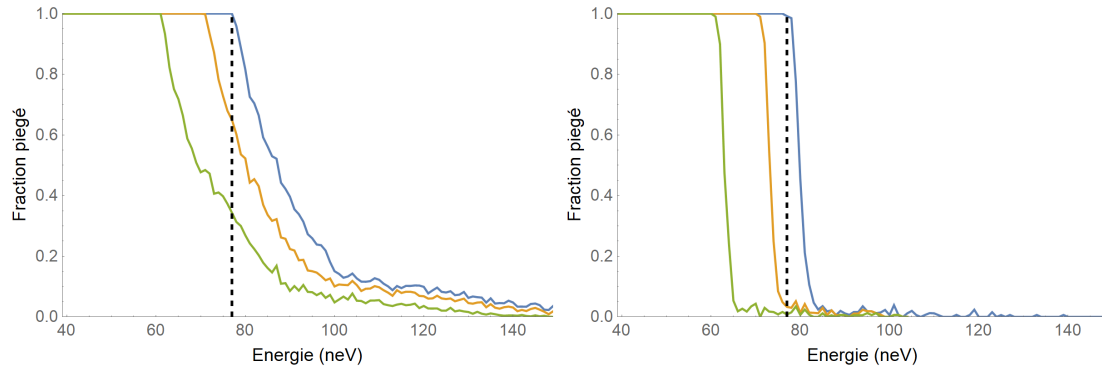


Figure 4.3 – Fonction de piégeage à $t = 100$ s pour la configuration horizontale. **A gauche** : en bleu la fonction sans nettoyage, en jaune un absorbeur de 1 mm, en vert 3 mm. **A droite** : en utilisant un piston (en $x = 200$ mm pour mélanger les trajectoires). En bleu sans absorbeur, en jaune pour un absorbeur de 1 mm et en vert 3 mm.

Dans cette configuration on anticipe, d’après les simulations, un nettoyage légèrement moins efficace que dans la position verticale (voir figure 4.3), néanmoins il est imaginable d’utiliser un système de nettoyage différent mélangeant plus efficacement les trajectoires.

Il est à noter qu’il est d’ores et déjà possible d’estimer expérimentalement le

nombre de neutrons piégeables dans une configuration "allégé" partiellement magnétique en utilisant uniquement l'octupole en position horizontale, sans valves magnétiques mais, fermé par des vannes matériels.

4.2 Conclusion

Nous avons présenté les premiers résultats du couplage de HOPE et SUN2 en cherchant à évaluer la précision sur la mesure du temps de vie du neutron de la configuration actuelle.

Il se dégage que le nombre neutrons piégés est suffisant pour atteindre une précision inférieure à la seconde : ~ 0.75 s par cycle de réacteur et dans des conditions idéales. Il a été mis en évidence une proportion de neutrons sur-critiques initiaux de l'ordre de $\sim 15-20\%$. Il a également été mis en évidence une difficulté à obtenir une amélioration significative du temps de stockage à l'aides des nettoyages. Il n'est pas possible d'exclure l'existence d'un chauffage du spectre dû aux vibrations mécaniques du cryostat ni un défaut de conception dans le cas de l'utilisation de l'absorbeur radial en polyéthylène rendant toujours partiellement visible durant le stockage. Malgré cela il a été possible d'obtenir un temps de stockage de 899 ± 19 s laissant présager un stockage de qualité possible. Un second point positif est le taux de fuite faible observé durant le stockage laissant d'un côté présager une très faible dépolarisation (ce sujet devra être investigué dans le futur pour le confirmer) et de l'autre impliquant une correction négligeable. Si les pertes par up-scattering sur les molécules de gaz n'ont pas été évaluées précisément, le niveau de vide atteint, de l'ordre de 1×10^{-7} mbar permet pour une composition isotopique usuelle à cette pression une mesure de précision sous la seconde. Une étude spectroscopique du gaz résiduel serait nécessaire pour confirmer sa composition. Les parois froides du piège et la présence de graisse Fomblin pouvant faire changer sensiblement la composition du vide par rapport à la composition typique présente à ces pressions. Il serait également intéressant de s'assurer de l'absence d'hélium 4.

En parallèle des investigations expérimentales les simulations ont apporté des connaissances importantes sur le comportement de l'expérience, sur les types de trajectoire qui peuvent exister au sein du piège ainsi que sur le chauffage des neutrons causé par la fermeture de la valve ou par les vibrations. En l'état, s'il est encore possible d'extraire des informations des simulations, une amélioration du code (modification de l'intégrateur numérique [annexe A], simulation du piston) et l'usage de super-calculateur seraient souhaitables.

Finalement, nous avons présenté brièvement HOPE dans une position horizontale et fermé par deux valves résistives. Si cette configuration semble prometteuse de par la suppression des vibrations et l'agrandissement du volume de stockage, il reste un travail d'étude pour évaluer au mieux le gain statistique possible.

Annexe A

Les UCNs dans GEANT 4

L'intégration des UCN dans GEANT 4 s'est faite sur une base développée par Peter Fierlinger comprenant les interactions de UCN avec la matière (réflexion, pertes lors des réflexions, transmission, pertes par absorption) et le champ gravitationnel. Il a été rajouté l'interaction avec les champs magnétiques. Il est possible d'y intégrer des cartes de champ, le champ est alors évalué par interpolation trilineaire ou tricubique. Il est également possible d'ajouter des sources de champ magnétique : des fils de dimension finie et des spires parcourues par un courant électrique (ces éléments sont également représentés dans l'interface graphique au côté des éléments solides). Les améliorations apportées au code rendent aisé l'ajouts de sources de champ magnétique (voir figure A.1 et A.2).

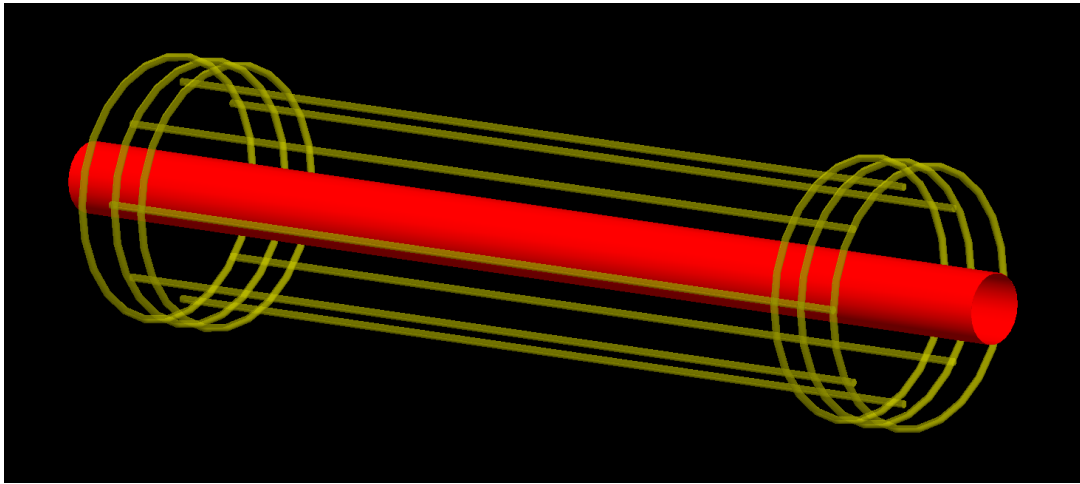


Figure A.1 – HOPE à l'horizontale, les sources de champs magnétiques sont représentées par les éléments jaunes : les anneaux sont des spires parcourues par un courant et les longs cylindres des fils de dimension finie. Le tube rouge est la paroi matérielle du piège en inox de rayon $r = 45.8$ mm.

Les équations de mouvement sont actuellement résolues grâce à un intégrateur Runge-Kutta d'ordre 4 à pas variables proposé par GEANT4. Si la formule générale du champ ne permet pas d'utiliser des méthodes implicites (nécessitant d'inverser les équations de mouvements) il serait cependant intéressant d'implémenter des intégrateurs symplectiques qui garantissent une meilleure conservation de l'énergie.

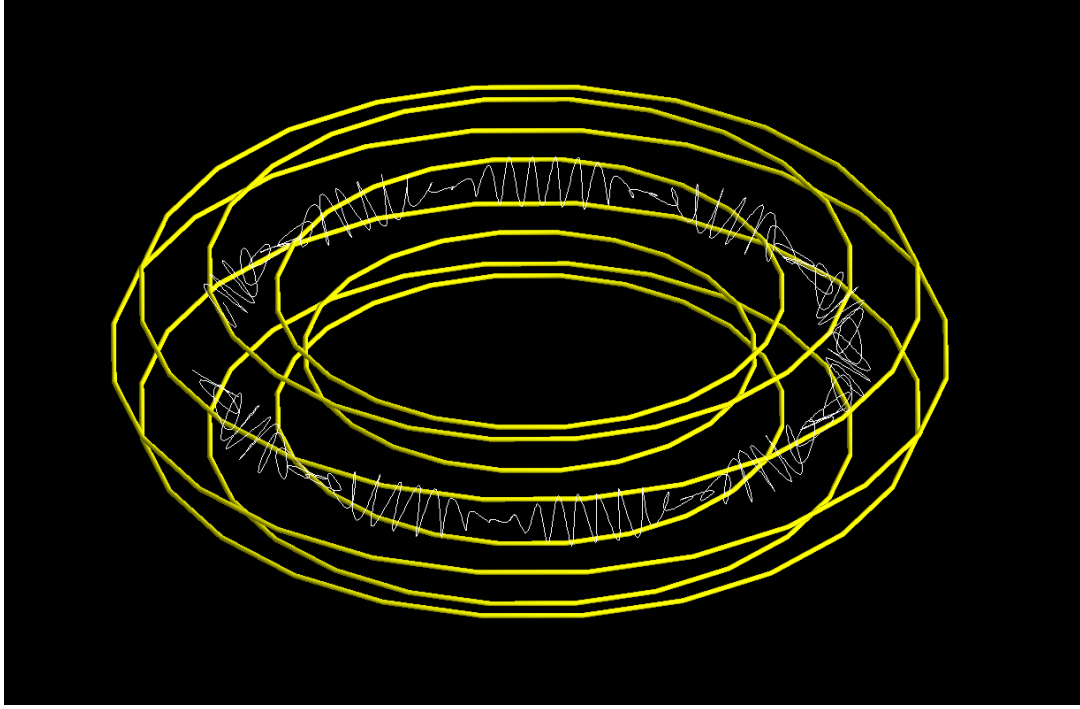


Figure A.2 – Un piège magnétique utilisant un champ octupolaire formé par 8 spires (en jaune) en forme de tore. En gris est représenté une trajectoire d'un UCN simulé.

Ces intégrateurs sont utilisés dans les problèmes à N corps (astronomie et modèles moléculaires) mais aussi dans la simulation des trajectoires des particules dans les accélérateurs ou au sein des plasmas. On pourra se référer aux articles suivants pour les intégrateurs symplectiques d'ordre 4 et 6 à pas fixes : [56, 21]. Et à ceux-ci pour des intégrateurs d'ordre 4 améliorés à pas fixes : [39]. Figure A.4 ont présente une comparaison des performances des différents intégrateurs présentés dans les articles indiqués. Nous les avons testés sur un oscillateur harmonique 2D. Récemment des intégrateurs symplectiques à pas variables présentant des résultats meilleurs que ceux à pas fixes ont commencé à être développés : [46]. L'implémentation de tels intégrateurs laissent présager une amélioration significative dans la rapidité et la précision des simulations. Ce gain permettrait d'évaluer l'évolution des trajectoires sur des temps plus longs (de l'ordre du temps de stockage maximal $\Delta t_{stock} \approx 1600$ s) et d'augmenter le nombre d'UCN simulés. In fine cela permettrait de couvrir de manière plus complète l'espace des phases permettant une analyse plus précise des différentes populations pouvant exister dans le piège.

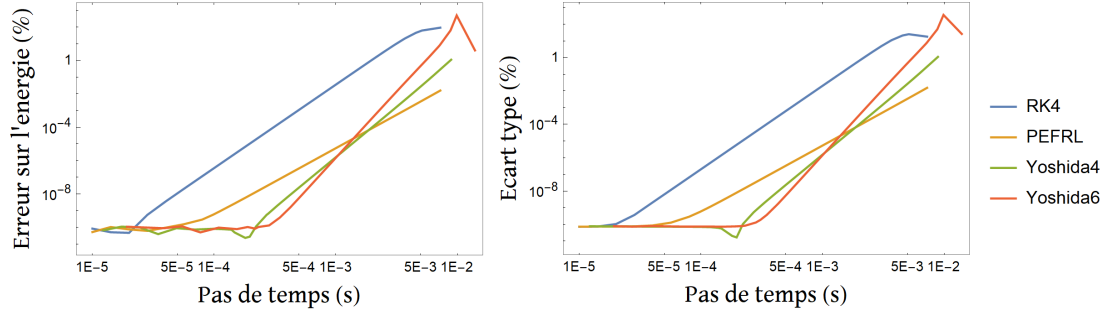


Figure A.3 – Erreur sur l'énergie pour différents intégrateurs en fonction du pas de temps. Le temps de calcul n'est pas pris en compte. Le comportement chaotique de Yoshida6 pour les pas de temps longs est dû au pas de temps supérieur à la période du système (~ 0.07 s). La convergence pour les pas de temps faibles correspond à la limite numérique due à l'utilisation de variables 64 bits (~ 16 décimales) et l'absence de correction des arrondis.

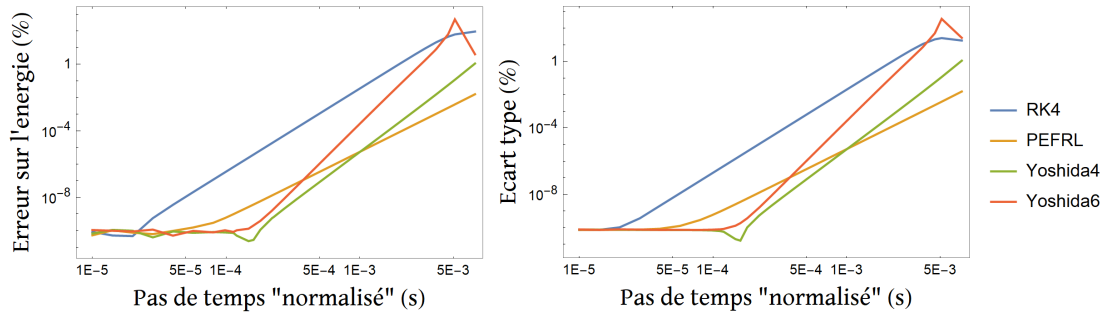


Figure A.4 – Erreur sur l'énergie pour différents intégrateurs pour des pas de temps "normalisés" : en abscisse est indiqué le pas de temps δt utilisé pour Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). Le pas de temps correspondant pour les 3 autres intégrateurs est un pas modifié $\delta t' = \alpha \delta t$ afin que les temps de calcul soient égaux ($\alpha = 1.0$ pour PEFRL, 1.23 pour Yoshida4 et 1.93 pour Yoshida6). Cette présentation permet de déterminer l'algorithme le plus précis pour un pas de temps donné et un temps de calcul donné.

Annexe B

Gain en énergie pour les neutrons poussés par le piston

Nous traitons le problème à une dimension d'un point de vue classique d'un neutron d'énergie initiale E_i soumis à la gravité qui rebondit sur un piston se mouvant verticalement à la vitesse $\mathbf{v}_p(t) = v_p(t)\hat{z}$ (la position du piston est identifiée par $\mathbf{z}(p)(t) = z_p(t)\hat{z}$). Dans le référentiel du laboratoire le neutron gagne de l'énergie à chaque rebond par "effet Doppler". Nous cherchons à déterminer le gain d'énergie totale ΔE entraîné par un mouvement donné du piston $z_p(t)$. Pour un piston animé d'une vitesse constante $v_p(t) = v_p$, on montre facilement en se mettant dans le référentiel du piston qui est inertiel (puisque $v_p(t)$ est constante), que les neutrons rebondissent toujours à la même hauteur vis-à-vis du piston. En d'autres termes, l'énergie est conservée dans le référentiel du piston et donc l'énergie totale dans le référentiel du laboratoire vaut $E = E_{cinétique} + E_{grav} = E_i + mgz_p(t) = E_i + mgv_p t$. On peut en conclure, un peu trop rapidement, que le piston ne modifie pas la forme du spectre. En fait, quand on prend en compte le caractère discret du processus (gain d'énergie lors des rebonds uniquement) et les conditions initiales et finales du problème (le référentiel n'est plus inertiel au début et à la fin du mouvement puisque l'accélération est non nulle) on peut montrer que le spectre est déformé. Pour ce faire on exprime le mouvement du piston comme débutant à $t_0 = 0$ et finissant à t_f par sa vitesse :

$$v_p(t) = \begin{cases} 0 & t \leq t_0 = 0 \\ v_p & 0 < t \leq t_f \\ 0 & t > t_f \end{cases}$$

Pour mettre en évidence la déformation du spectre nous cherchons à exprimer le gain d'énergie en fonction des conditions initiales. Dans le cas le plus général (en particulier avec une vitesse du piston non constante) ce gain peut être exprimé comme :

$$\Delta E = \sum_{i=1}^N \Delta E_i$$

où N est le nombre total de rebonds entre t_0 et t_f , le temps de déplacement du piston et ΔE_i est l'énergie gagnée au i -ème rebond. Comme nous allons le voir N , ΔE_i dépendent des conditions initiales et finales. Nous allons traiter les deux cas séparément avant de les combiner pour obtenir le résultat complet.

Le cas de ΔE_i

Pour un piston qui monte à vitesse constante v_p , on remarque aisément dans le référentiel inertiel du piston que ΔE_i est indépendant de i . On notera $\Delta E_i = \Delta E_c$. (dans le cas d'une vitesse non constante le référentiel n'est plus inertiel, E_i dépend donc de i). Dans le référentiel du neutron on trouve :

$$\Delta E_c = 2m_n(v_p^2 - v_p v_c) \quad (\text{B.1})$$

où v_c est la vitesse du neutron au moment de la collision. D'après $\Delta E_i = \text{cte}$ on sait que v_c est identique pour toutes les collisions (évident dans le référentiel du piston).

v_c dépend manifestement des conditions initiales. En effet, un neutron en phase de descente et très proche du piston au moment où le piston se met en mouvement à t_0 aura une vitesse de collision $v_c \approx v_{\max} = \sqrt{\frac{2E}{m_n}}$. Au contraire un neutron en phase de montée (qui a rebondi sur le piston juste avant sa mise en mouvement) touchera le piston avec une vitesse plus faible, car il sera intercepté par un piston plus haut sur sa trajectoire (trajectoire bleue et jaune sur le graphique B.4). **Ainsi le gain en énergie à chaque rebond peut être différent pour des neutrons de même énergie.** Il s'agit donc de déterminer les v_c accessibles pour une énergie E donnée afin de remonter aux ΔE possibles.

v_c se détermine à partir de la parabole $z_n(t)$ décrivant la trajectoire des neutrons d'énergie E dans le champ de pesanteur. Elle est fonction des conditions initiales. Pour une énergie E fixée, il n'y a qu'une condition initiale que l'on choisit de définir à travers la hauteur h_0 du neutron à $t = t_0 = 0$ s.

On a alors comme expression générale de la position et de la vitesse pour un neutron d'énergie E :

$$\begin{aligned} z_n(t, h_0) &= -\frac{1}{2}gt^2 + tv_{0z} + h_0 \\ v_n(t, h_0) &= -gt + v_{0z} \end{aligned}$$

avec v_{0z} la vitesse à t_0 . v_{0z} prend pour valeur minimale et maximale $\pm\sqrt{\frac{2E}{m} - 2gh_0}$ qui représente à t_0 la trajectoire ascendante (+) et la trajectoire descendante (-).

v_c est défini comme $v_n(t_1, h_0)$ avec t_1 le temps auquel advient le premier rebond, c'est-à-dire la solution positive de :

$$z_n(t_1, h_0) = z_p(t_1) - \frac{1}{2}gt_1^2 + t_1v_{0z} + h_0 = v_pt_1$$

Soit :

$$t_1 = \frac{1}{g}(v_0 - v_p - \sqrt{2gh_0 + (v_0 - v_p)^2})$$

Et finalement :

$$v_c = v_n(t_1, h_0) = \sqrt{2gh_0 + (v_0 - v_p)^2} + v_p$$

Un neutron d'énergie E peut donc avoir une vitesse v_c comprise entre les deux valeurs extrémales :

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad v_{min} = \sqrt{\frac{2E}{m}} - 2v_p$$

Le gain d'énergie ΔE_c peut se re-écrire en prenant en compte l'expression de v_c comme :

$$\Delta E_c = 2m_n v_p \sqrt{2gh_0 + (v_0 - v_p)^2}$$

Il prend pour valeurs maximale et minimale :

$$\Delta E_c^{max} = 2m_n v_p (v_{max} - v_p) \quad \Delta E_c^{min} = 2m_n v_p (v_{max} + v_p)$$

On peut donc écrire $\Delta E_c = \Delta E_c^{moy} \pm \delta E$ avec δE compris entre 0 et $(\Delta E_c^{max} - \Delta E_c^{min})/2 = 2m_n v_p^2$. L'élargissement dépend uniquement de la vitesse du piston, on a $\delta E / \Delta E_{moy} \propto 1/v_{max}$. Figure B.1 on peut voir ΔE en fonction de la hauteur initiale h .

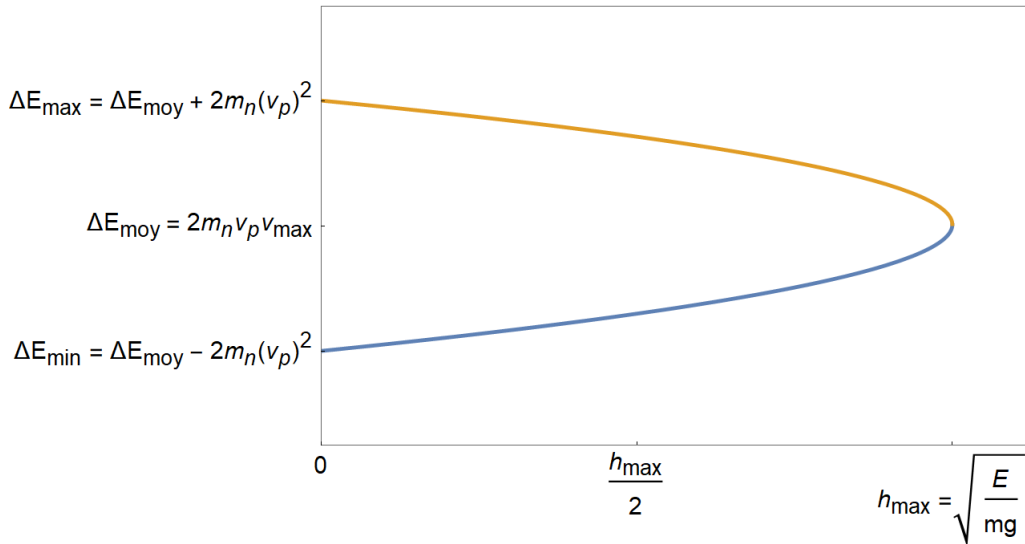


Figure B.1 – Le gain en énergie par rebond ΔE en fonction de la hauteur initiale h_0 . En bleu le gain pour la trajectoire ascendante et en jaune celui pour la trajectoire descendante.

Pour deux cas typiques de HOPE, avec $v_p = 40 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, cela donne :

$$E = 25 \text{ neV} \rightarrow \Delta E_c = 1.83 \pm 0.03 \text{ neV}$$

$$E = 100 \text{ neV} \rightarrow \Delta E_c = 3.66 \pm 0.03 \text{ neV}$$

Et pour $v_p = 80 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$:

$$E = 25 \text{ neV} \rightarrow \Delta E_c = 3.66 \pm 0.13 \text{ neV}$$

$$E = 100 \text{ neV} \rightarrow \Delta E_c = 7.32 \pm 0.13 \text{ neV}$$

Ainsi on pourrait conclure que pour un neutron d'énergie donnée E , le gain d'énergie étant légèrement différent (car fonction des conditions initiales) il finit par entraîner un étalement conséquent du spectre (et donc un étalement infini sur un temps infini). En fait, on sait que cela n'est pas le cas, il suffit d'observer le problème du point de vue du piston pour constater que, l'énergie étant conservée, il n'y a pas d'élargissement du spectre de manière continue dans le temps (les seuls moments où il y a non conservation de l'énergie du point de vue du piston sont les moments où son accélération n'est pas nulle, et donc où le référentiel n'est plus inertiel, dans notre situation cela correspond au début et à la fin du mouvement). Ceci dit il est intéressant de voir dans le référentiel du laboratoire ce qui prévient cet élargissement continu. Comme on va le voir en étudiant le nombre total de collision N sur un temps déterminé, c'est la dépendance aux conditions initiales de la fréquence de collision qui empêche cet élargissement.

Le cas de N

Le nombre total de collisions N pendant le temps t est :

$$N(t) = \begin{cases} 0 & t < t_1(h_0) \\ 1 + \left\lfloor \frac{t - t_1(h_0)}{\Delta t_c(h_0)} \right\rfloor & t_1(h_0) < t \leq t_f \end{cases}$$

où $\lfloor x \rfloor$ désigne la partie entière de x , Δt_c est le temps entre deux collisions (et donc $(\Delta t_c)^{-1}$ la fréquence de collision) et t_1 est le temps de la première collision défini paragraphe précédent. Δt_c se définit aisément comme la solution de l'équation décrivant le croisement de la trajectoire du neutron ayant rebondi une première fois (donc de vitesse initiale après rebond v_c) et du piston :

$$-\frac{1}{2}g(\Delta t_c)^2 + v_c \Delta t_c = v_p \Delta t_c$$

On trouve :

$$\Delta t_c = \frac{2}{g}(v_c - v_p) = \frac{2}{g}\sqrt{2gh_0 + (v_0 - v_p)^2} = \frac{2}{g}\sqrt{v_{max} \mp 2v_p\sqrt{v_{max} - 2gh_0} + v_p^2}$$

Qui donne dans les cas extrêmes $v_c = v_{max}$ et $v_c = v_{min}$:

$$\Delta t_c^{max} = \frac{2}{g}(v_{max} + v_p) \quad \Delta t_c^{min} = \frac{2}{g}(v_{min} - v_p)$$

La fréquence de collision dépend de la condition initiale, elle est extrême pour $h_0 = 0$. C'est de cette différence de fréquence de collision que vient la correction qui empêche l'étalement continu du spectre due à l'ajout successifs des δE à chaque rebond.

En effet, on peut déterminer N_+ le nombre de rebonds nécessaires pour que les neutrons rebondissant le plus rapidement gagnent "un rebond d'avance" :

$$N_+ = \frac{\Delta t_c^{max} - \Delta t_c^{min}}{\Delta t_c^{min}} = \frac{v_{max} - v_p}{2v_p}$$

Ainsi le gain d'énergie au bout de N_+ rebonds vaut pour les neutrons avec la plus faible fréquence de rebond :

$$N_+ \Delta E_c^{max} = \left(\frac{v_{max} - v_p}{2v_p} \right) 2m_n v_p (v_{max} + v_p) = 2m_n (v_{max}^2 - v_p^2)$$

et le gain en énergie au bout de $N_+ + 1$ rebonds pour les neutrons rebondissant le plus rapidement vaut :

$$(N_+ + 1) \Delta E_c^{min} = \left(\frac{v_{max} - v_p}{2v_p} + 1 \right) 2m_n v_p (v_{max} - v_p) = 2m_n (v_{max}^2 - v_p^2)$$

Ainsi $N_+ \Delta E_c^{max} = (N_+ + 1) \Delta E_c^{min}$, cela prévient l'étalement du spectre (la nature est bien faite...). Cet effet est bien visible figure B.2 où l'on voit la dispersion liée au δE se sommer pendant ~ 6 s (~ 14 rebonds) avant de revenir à zéro.

Au final en prenant en considération ΔE_c et N et la nature discrète des rebonds on peut expliciter ΔE_r la différence d'énergie maximale entre deux neutrons d'énergie initiale identique. Celle-ci est atteinte périodiquement (voir figure B.2). ΔE_r vaut $2\Delta E_{max}$ (pour des neutrons de condition initiale infiniment proche autour de $h_0 = 0$). Pour les cas tels que $v_{max} \gg v_p$ (comme le nôtre) $\Delta E_{max} \approx 2\Delta E_{moy}$ et on pourra écrire :

$$\Delta E_r \approx 2\Delta E_{moy} = 2m_n v_p v_{max}$$

Voir figure B.3. C'est ce gain qui définit l'étalement maximal du spectre. Il est indépendant du temps de mouvement du piston. On pourrait également introduire un étalement moyen, mais son évaluation nécessite la connaissance de la répartition statistique des conditions initiales h_0 sur la population de neutron d'énergie E (ou à minima une hypothèse). Ce sont ces indicateurs qui permettent de vérifier si le mouvement du piston est adiabatique. **La condition d'adiabaticité est $\Delta E_r \ll E$.**

Bien sur ce raisonnement ne prend pas en compte la totalité du problème appliqué à HOPE et notamment les réflexions diffuses qui viennent modifier les trajectoires entre deux rebonds et notamment l'énergie attribuée au mouvement vertical.

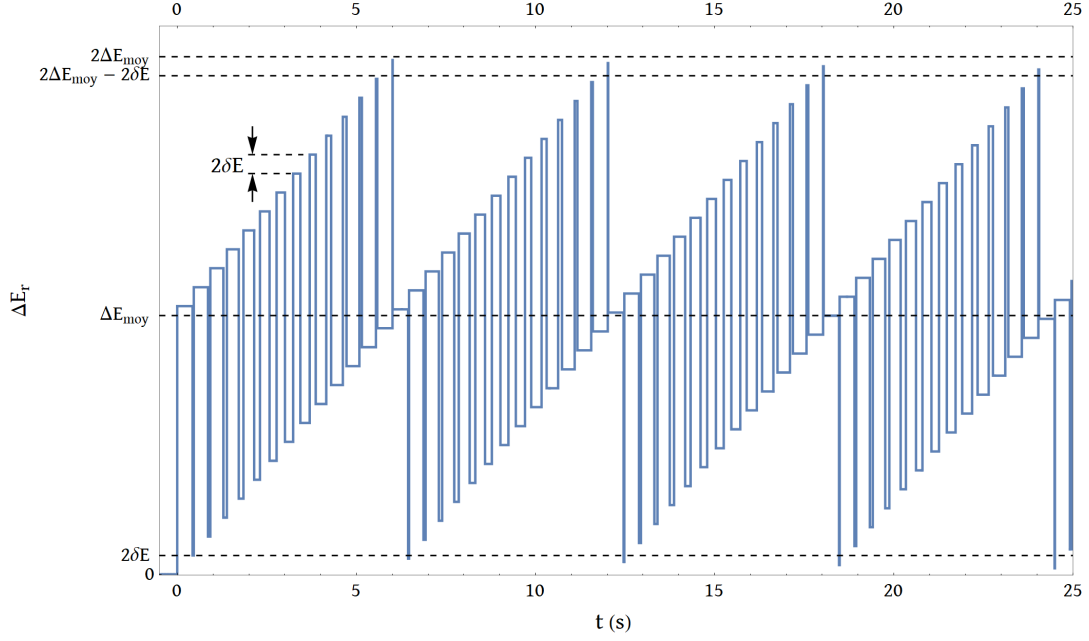


Figure B.2 – Différence d'énergie entre deux neutrons de condition initiale ($v_{max}, h_0 = 0$) (neutrons ayant rebondis juste avant le début du mouvement du piston) et ($-v_{max}, h_0 = 0$) (neutron allant rebondir au début du mouvement du piston). On voit nettement sur chacun des 4 cycles visibles se construire le gain d'énergie introduit par l'ajout successif des δE . La fin des cycles correspond au moment où le neutron de fréquence la plus élevée gagne "un rebond d'avance", venant compenser le gain total $N_+ \Delta E_c^{max}$ gagné par le neutron rebondissant plus lentement.

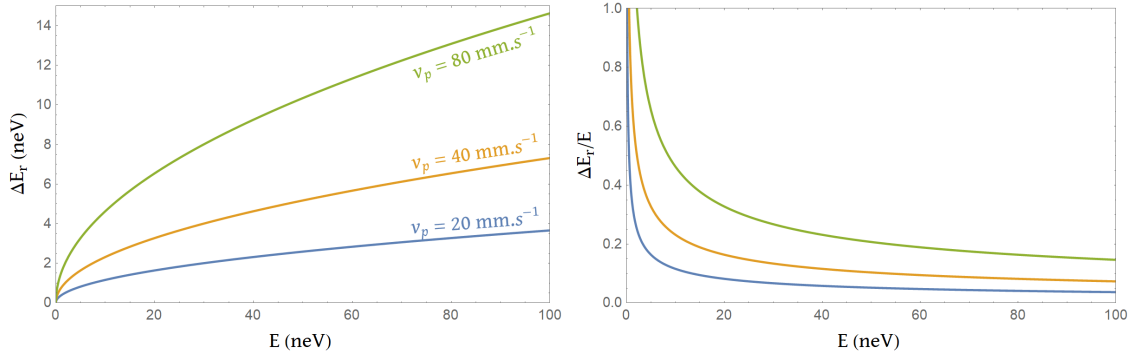


Figure B.3 – **A gauche** : ΔE_r pour différentes vitesses du piston en fonction de l'énergie des neutrons. **A droite** : Le ratio $\Delta E_r/E$. Plus il est faible plus la transformation est proche d'une transformation adiabatique.

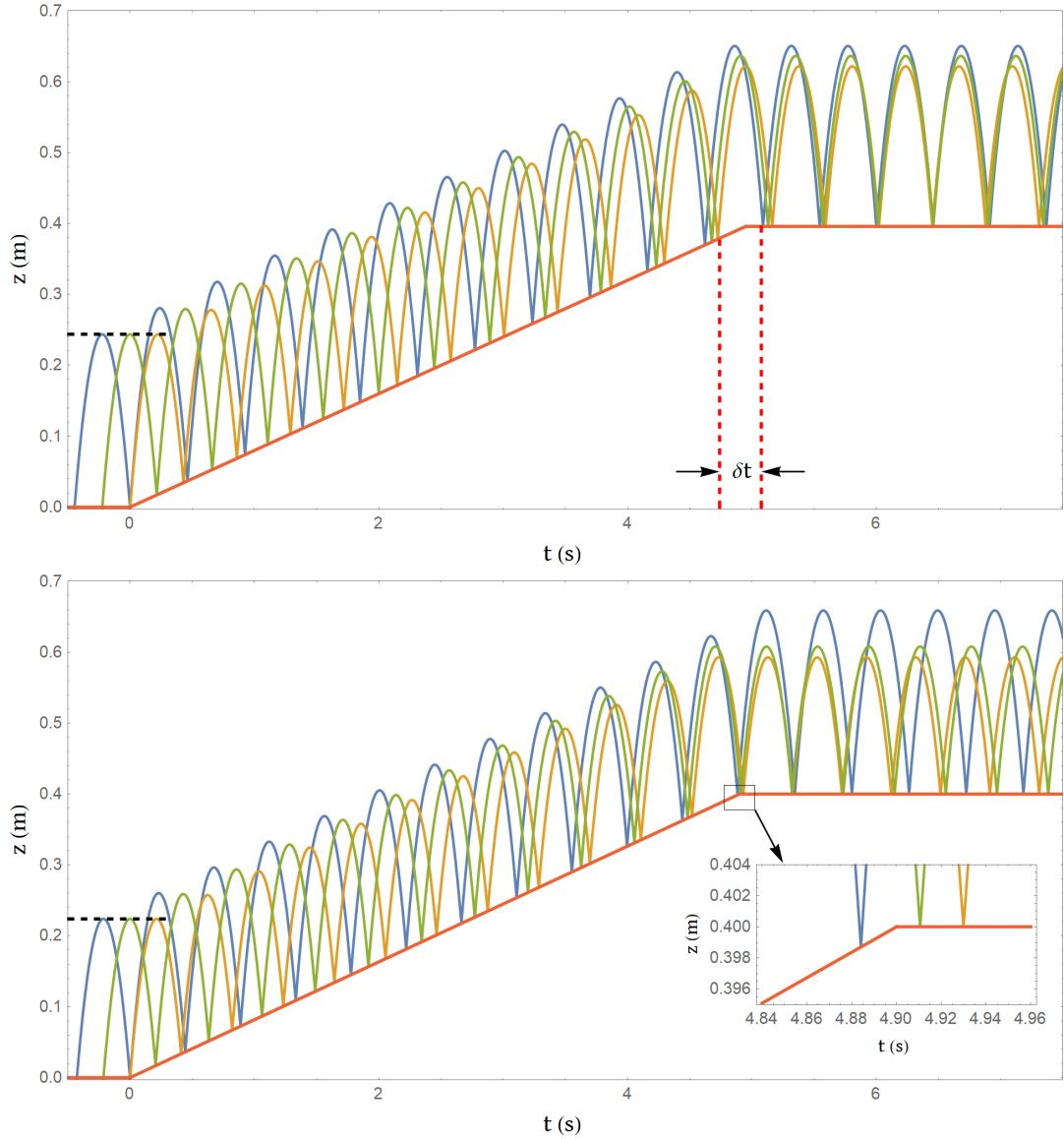


Figure B.4 – En haut : Cas pratique pour $v_p = 82 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $E = 25 \text{ neV}$. La courbe orange représente la position du piston et les courbes bleues, vertes et jaunes présentent des neutrons d'énergie initiale identique (la ligne noire en pointillé le met en évidence) mais de conditions initiales différentes. En bleu $h_0 = 0 \text{ mm}$ avec $v_0 = -v_{max}$ (neutron qui rebondit sur le piston au tout début de la mise en mouvement), en vert $h_0 = h_{max}$ et en jaune $h_0 = 0 \text{ mm}$ avec $v_0 = v_{max}$ (neutron qui rebondit sur le piston juste avant le début de la mise en mouvement). On observe distinctement la séparation en énergie des trois neutrons quand le piston s'arrête. L'écart entre les énergies finales des 3 neutrons serait le même pour un piston s'arrêtant n'importe quand sur la plage de temps δt entre les lignes pointillées rouges. **En bas :** même situation pour des neutrons légèrement moins énergétiques (donc de fréquence de rebond légèrement plus haute, de telle manière que le mouvement du piston s'arrête entre deux rebonds). On observe un décalage d'énergie $\sim \Delta E_c$ entre le neutron en bleu et les deux autres.

Bibliographie

- [1] Y. ABE et N. MORISHIMA. “[Ultracold and cold neutron cross-sections of liquid helium at low temperatures down to 0.1 K](#)”. en. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 459.1-2 (2001), p. 256-264.
- [2] Yu. G. ABOV. “Long-term storage of neutrons in a nonuniform magnetic field”. en. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 44.8 (1986), p. 369.
- [3] P. AGERON, W. MAMPE et A. I. KILVINGTON. “[The temperature dependence of ultra-cold neutron confinement times](#)”. en. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 59.3 (1985), p. 261-263.
- [4] P. AGERON et al. “[Experimental and theoretical study of cold neutron sources of liquid hydrogen and liquid deuterium](#)”. en. *Cryogenics* 9.1 (1969), p. 42-50.
- [5] P. AGERON et al. “[Measurement of the ultra cold neutron production rate in an external liquid helium source](#)”. en. *Physics Letters A* 66.6 (1978), p. 469-471.
- [6] S. AGOSTINELLI et al. “[Geant4—a simulation toolkit](#)”. en. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303.
- [7] MW AHMED et al. “A New Cryogenic Apparatus to Search for the Neutron Electric Dipole Moment”. *arXiv preprint arXiv:1908.09937* (2019).
- [8] C.A. BAKER et al. “[Experimental measurement of ultracold neutron production in superfluid 4He](#)”. en. *Physics Letters A* 308.1 (2003), p. 67-74.
- [9] G. BISON et al. “[Comparison of ultracold neutron sources for fundamental physics measurements](#)”. en. *Physical Review C* 95.4 (2017), p. 045503.
- [10] J. CHADWICK. “[Possible Existence of a Neutron](#)”. en. *Nature* 129.3252 (1932), p. 312-312.
- [11] J. CHADWICK. “[The Existence of a Neutron](#)”. en. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 136.830 (1932), p. 692-708.
- [12] J. CHADWICK et M. GOLDHABER. “[The Nuclear Photoelectric Effect](#)”. en. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 151.873 (1935), p. 479-493.
- [13] Richard H. CYBURT et al. “[Big bang nucleosynthesis : Present status](#)”. en. *Reviews of Modern Physics* 88.1 (2016), p. 015004.

- [14] Andrzej CZARNECKI, William J. MARCIANO et Alberto SIRLIN. “[Neutron Lifetime and Axial Coupling Connection](#)”. en. *Physical Review Letters* 120.20 (2018), p. 202002.
- [15] D. DUBBERS et al. “[Exotic decay channels are not the cause of the neutron lifetime anomaly](#)”. en. *Physics Letters B* 791 (2019), p. 6-10.
- [16] Dirk DUBBERS et Michael G. SCHMIDT. “[The neutron and its role in cosmology and particle physics](#)”. en. *Reviews of Modern Physics* 83.4 (2011), p. 1111-1171.
- [17] P. ELLEAUME, O. CHUBAR et J. CHAVANNE. “Computing 3D magnetic fields from insertion devices”. *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No.97CH36167)*. T. 3. Vancouver, BC, Canada : IEEE, 1998, p. 3509-3511.
- [18] V. F. EZHOV et al. “[Measurement of the Neutron Lifetime with Ultracold Neutrons Stored in a Magneto-Gravitational Trap](#)”. en. *JETP Letters* 107.11 (2018), p. 671-675.
- [19] E. FERMI et L. MARSHALL. “[Interference Phenomena of Slow Neutrons](#)”. en. *Physical Review* 71.10 (1947), p. 666-677.
- [20] P FIERLINGER. “Losses and Depolarization of Stored Ultracold Neutrons on Diamond-like Carbon”. en. Thèse de doct. Universität Zürich, 2005.
- [21] Etienne FOREST et Ronald D. RUTH. “[Fourth-order symplectic integration](#)”. en. *Physica D : Nonlinear Phenomena* 43.1 (1990), p. 105-117.
- [22] R. GOLUB. “[On the storage of neutrons in superfluid 4He](#)”. en. *Physics Letters A* 72.4-5 (1979), p. 387-390.
- [23] R. GOLUB et S. K. LAMOREAUX. “[Production and storage of ultracold neutrons in superfluid He 4](#)”. en. *Physical Review Letters* 70.4 (1993), p. 517-517.
- [24] Robert GOLUB, David J. RICHARDSON et Steve Keith LAMOREAUX. *Ultracold neutrons*. Bristol ; Philadelphia : Adam Hilger, 1991.
- [25] K. HALBACH. “[Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material](#)”. en. *Nuclear Instruments and Methods* 169.1 (1980), p. 1-10.
- [26] J. C. HARDY et I. S. TOWNER. “[Superaligned \$0 + \rightarrow 0 +\$ nuclear decays : 2014 critical survey, with precise results for \$V_{ud}\$ and CKM unitarity](#)”. en. *Physical Review C* 91.2 (2015), p. 025501.
- [27] V. K. IGNATOVICH. *The physics of ultracold neutrons*. eng. Oxford series on neutron scattering in condensed matter 5. Oxford : Oxford ; New York : Clarendon Press ; Oxford University Press, 1990.
- [28] A.G. KHARITONOV et al. “[Preliminary results of neutron lifetime measurements with gravitational UCN trap](#)”. en. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 284.1 (1989), p. 98-100.

- [29] Y. Y. KOSVINTSEV, V. I. MOROZOV et G. I. TEREKHOV. “Measurement of neutron lifetime through storage of ultracold neutrons”. en. *JETP Letters* 44.10 (1986), p. 571.
- [30] Fabien LAFONT. “Développement du détecteur d’électrons SECOND dédié à la mesure du temps de vie du neutron dans l’expérience HOPE”. Français. Thèse de doct. 2016.
- [31] Kent LEUNG. “Development of a new superfluid helium ultra-cold neutron source and a new magnetic trap for neutron lifetime measurements”. Thèse de doct. 2013.
- [32] V.I. LUSHCHIKOV et A. I. FRANK. “Quantum effects occurring when ultracold neutrons are stored on a plane”. en. *JETP Letters* 28.9 (1978), p. 559.
- [33] V.I. LUSHCHIKOV et al. “Observation of Ultracold Neutrons”. en. *JETP Letters* 9.1 (1969), p. 40.
- [34] W. MAMPE et al. “Neutron lifetime measured with stored ultracold neutrons”. en. *Physical Review Letters* 63.6 (1989), p. 593-596.
- [35] B. MÄRKISCH et al. “Measurement of the Weak Axial-Vector Coupling Constant in the Decay of Free Neutrons Using a Pulsed Cold Neutron Beam”. en. *Physical Review Letters* 122.24 (2019), p. 242501.
- [36] K NAKAMURA et PARTICLE DATA GROUP. “Review of Particle Physics”. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 37.7A (2010), p. 075021.
- [37] Valery V. NESVIZHEVSKY et al. “Quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field”. en. *Nature* 415.6869 (2002), p. 297-299.
- [38] J. S. NICO et al. “Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons in a cold neutron beam”. en. *Physical Review C* 71.5 (2005), p. 055502.
- [39] I.P. OMEL'YAN, I.M. MRYGLOD et R. FOLK. “Optimized Forest–Ruth- and Suzuki-like algorithms for integration of motion in many-body systems”. en. *Computer Physics Communications* 146.2 (2002), p. 188-202.
- [40] PARTICLE DATA GROUP et al. “Review of Particle Physics”. *Physical Review D* 98.3 (2018), p. 030001.
- [41] R. W. PATTIE et al. “Measurement of the neutron lifetime using a magneto-gravitational trap and in situ detection”. en. *Science* 360.6389 (2018), p. 627-632.
- [42] W. PAUL et al. “Measurement of the neutron lifetime in a magnetic storage ring”. en. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 45.1 (1989), p. 25-30.
- [43] A PICHLMAIER et al. “MAMBO II : neutron lifetime measurement with storage of ultra cold neutrons”. en. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 440.3 (2000), p. 517-521.
- [44] R. PICKER et al. “Investigation of titanium and polyethylene as UCN absorber materials with AbEx”. en. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 611.2-3 (2009), p. 297-301.

- [45] D. POČANIĆ et al. “Precise Measurement of the $\pi^+ \rightarrow 0 e +$ Branching Ratio”. en. *Physical Review Letters* 93.18 (2004), p. 181803.
- [46] A S RICHARDSON et J M FINN. “Symplectic integrators with adaptive time steps”. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 54.1 (2012), p. 014004.
- [47] J. M. ROBSON. “The Radioactive Decay of the Neutron”. en. *Physical Review* 83.2 (1951), p. 349-358.
- [48] Felix ROSENAU. “HOPE - a magnetic ultra-cold neutron trap to measure the neutron lifetime : design and first experimental data”. en. Thèse de doct. UGA, 2015.
- [49] Alexander SAUNDERS. *Vud from neutron experiments : tau and lambda*. en. Heidelberg, Germany, 2018.
- [50] P. SCHMIDT-WELLENBURG, K.H. ANDERSEN et O. ZIMMER. “Ultra cold neutron production by multiphonon processes in superfluid helium under pressure”. en. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 611.2-3 (2009), p. 259-262.
- [51] Varley F. SEARS. “Neutron scattering lengths and cross sections”. en. *Neutron News* 3.3 (1992), p. 26-37.
- [52] S. J. SEESTROM et al. “Total cross sections for ultracold neutrons scattered from gases”. en. *Physical Review C* 95.1 (2017), p. 015501.
- [53] SNELL, A.H. et MILLER, L.C. *On the radioactive decay of the neutron*. en. 1948.
- [54] A. STEYERL. “Measurements of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/sec to 5 m/sec”. en. *Physics Letters B* 29.1 (1969), p. 33-35.
- [55] Fred E. WIETFELDT et Geoffrey L. GREENE. “Colloquium : The neutron lifetime”. en. *Reviews of Modern Physics* 83.4 (2011), p. 1173-1192.
- [56] Haruo YOSHIDA. “Construction of higher order symplectic integrators”. en. *Physics Letters A* 150.5-7 (1990), p. 262-268.
- [57] H. YOSHIKI. “The cross sections for one phonon emission and absorption by slow neutrons in superfluid liquid Helium”. en. *Computer Physics Communications* 151.2 (2003), p. 141-148.
- [58] H. YOSHIKI. “Yoshiki et al . reply”. en. *Physical Review Letters* 70.4 (1993), p. 518-518.
- [59] H. YOSHIKI et al. “Observation of ultracold-neutron production by 9-Å cold neutrons in superfluid helium”. en. *Physical Review Letters* 68.9 (1992), p. 1323-1326.
- [60] A. T. YUE et al. “Improved Determination of the Neutron Lifetime”. en. *Physical Review Letters* 111.22 (2013), p. 222501.
- [61] O. ZIMMER et al. “Ultracold neutrons extracted from a superfluid-helium converter coated with fluorinated grease”. en. *The European Physical Journal C* 67.3-4 (2010), p. 589-599.

- [62] Oliver ZIMMER, Florian M. PIEGSA et Sergey N. IVANOV. “[Superthermal Source of Ultracold Neutrons for Fundamental Physics Experiments](#)”. en. *Physical Review Letters* 107.13 (2011), p. 134801.