



**HAL**  
open science

# Conception d'une expérience bas-bruit pour la détection de transitions neutron-neutron caché et recherche de contraintes sur la proximité d'une brane cachée dans le bulk

Coraline Stasser

## ► To cite this version:

Coraline Stasser. Conception d'une expérience bas-bruit pour la détection de transitions neutron-neutron caché et recherche de contraintes sur la proximité d'une brane cachée dans le bulk. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Namur, 2021. Français. NNT : . tel-03390340

**HAL Id: tel-03390340**

**<https://theses.hal.science/tel-03390340v1>**

Submitted on 21 Oct 2021

**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 en Sciences délivré par

## **l'Université de Namur**

*présentée et soutenue par*

**Coraline STASSER**

le 29 octobre 2021

### **Conception d'une expérience bas-bruit pour la détection de transitions neutron-neutron caché et recherche de contraintes sur la proximité d'une brane cachée dans le bulk**

Directeurs de thèse : **Pr. Guy TERWAGNE** ET **DR. HDR MICHAËL SARRAZIN**

#### **Jury**

<b>Pr. Philippe Lambin,</b>	Université de Namur	Président
<b>Pr. Guy Terwagne,</b>	Université de Namur	Promoteur
<b>Dr. HDR Michaël Sarrazin,</b>	Université de Bourgogne-Franche-Comté	Promoteur
<b>Dr. Stéphanie Roccia,</b>	Université de Grenoble-Alpes	Examineur
<b>Pr. Patrick Peter,</b>	Institut d'Astrophysique de Paris, Sorbonne Université	Examineur
<b>Pr. Dominique Lambert,</b>	Université de Namur	Examineur

---

## Remerciements

Le chemin vers l'aboutissement d'une thèse est long et parfois tortueux. Heureusement, ce chemin ne se parcourt pas seul. C'est donc tout naturellement que je commence ce manuscrit de thèse de doctorat par quelques remerciements.

Mes premières pensées vont à mes deux promoteurs, que je remercie chaleureusement. Ils m'ont tout d'abord fait confiance et encouragé et ils m'ont ensuite encadré pendant mon mémoire de fin de master et tout au long de mon parcours doctoral.

Guy, tu as toujours eu les mots dans les moments difficiles pour me rassurer et m'aider à prendre du recul. Tu m'as encadré avec humanité et passion tout en me laissant une grande liberté pendant ces 6 années. Cela me manquera de ne plus rester coincée avec toi dans les sécurités du BR2 à Mol! Je suis très heureuse d'avoir la chance de continuer à travailler avec toi pendant mon post doc. Je vois le succès de notre projet LoDeGaN comme une de nos nouvelles belles réussites. J'espère qu'il y en aura encore beaucoup à l'avenir.

Michaël, c'est pendant ton cours de mécanique quantique que ma passion pour la physique fondamentale s'est consolidée. Durant ces 6 années, tu as partagé avec moi ton savoir et ta grande culture générale avec enthousiasme à travers de longues discussions toujours très captivantes. J'ai beaucoup évolué à ton contact, malgré la distance qui nous séparait et que tu n'as jamais laissé être un frein. J'espère sincèrement que nous pourrons encore continuer à travailler et à rêver ensemble dans les années à venir!

Je suis très reconnaissante envers Stéphanie Rocchia, Patrick Peter, Philippe Lambin et Dominique Lambert pour avoir accepté de faire partie de mon jury. Leurs questions, remarques et suggestions ont été très enrichissantes et m'ont beaucoup apporté.

Durant mon travail de thèse de doctorat, j'ai eu la chance de faire partie d'une collaboration nommée MURMUR. Je tiens à remercier l'ensemble des membres de cette collaboration, Jacob Lamblin, Olivier Méplan, Bernard Coupé, Guillaume Pignol, Silva Kalcheva et Steven Van Dyck, pour leur travail qui a grandement participé à l'aboutissement de ma thèse.

Ma gratitude va en particulier à Bernard Coupé qui m'a aidé à installer MURMUR, avec l'aide de Wim et Nico. Tu m'as toujours bien accueilli à Mol et ton aide sur place m'aura été d'un grand réconfort!

Je remercie également Jacob Lamblin pour son aide et sa présence tout au long de ma thèse ainsi que pour ses relectures efficaces et pertinentes des papiers.

Pour finir, merci à Olivier Méplan pour sa gentillesse, ses cours particuliers en MCNP, ainsi que son aide avec les simulations.

Beaucoup d'autres personnes m'ont épaulé durant ces quatre années.

Une pensée chaleureuse pour Louis Lambotte qui a réalisé les découpes et le support du blindage en carbure de bore.

Je remercie de tout coeur Cécile Bopp et Emilio Brunetti qui m'ont aidé à préparer ma défense orale du FRIA, grâce à leur soutien, leur expérience et leurs conseils.

Je ne saurais pas clôturer ces remerciements sans penser à Tijani Tabarrant, toujours là quand on a besoin de lui et toujours à l'écoute.

Je remercie également Julien Colaax avec qui j'ai toujours aimé discuter et avec qui j'ai apprécié travailler pour le cours de physique nucléaire.

---

J'ai finalement beaucoup de reconnaissance envers mon ami Thomas Evrard qui a relu attentivement mon manuscrit de thèse et qui a assisté à une de mes répétitions, en compagnie d'un autre ami Adrien Fiorucci.

J'en viens maintenant au cadre particulier et agréable dans lequel s'est déroulée ma thèse.

Merci aux collègues et professeurs du Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires, un laboratoire où il règne une ambiance festive et conviviale.

Mes remerciements vont également au Département de Physique qui sait accueillir ses chercheurs dans une bonne ambiance générale qui fait chaud au cœur.

J'ai finalement une pensée affectueuse pour mes collègues, actuels ou anciens, et amis Mathilde, Boulb, Ornella, Adri, Polo, Margot, Julie, Pauline, Cécé, Roro, Riri, Alexia, Karine, Seb, Féli, Julien A., Christophe, Simon, Meriem, Gof, Bru, Stef, Alexis, Gus, Auré, Sarah, Marina, Alison, Cédric, Jobi, Lulu, Louis, Giacomo.

J'arrive maintenant à la fin de ces remerciements. Néanmoins, les derniers qui vont suivre ne sont pas des moindres.

Je tiens très sincèrement à remercier mes parents, mes frères et ma famille pour leur soutien quotidien et leurs encouragements.

Je termine par le plus important, mon compagnon Dylan Ruelle, qui a toujours été là pour moi et qui m'a soutenue tout au long de mes études et de mon doctorat. Dylan, ça n'a pas toujours été facile de me supporter, sache que malheureusement, tu n'es pas au bout de tes peines. ;)

Pour clore ces remerciements, ma reconnaissance va au FNRS qui a financé 3 années de mon parcours doctoral.

---

# Université de Namur

## Faculté des sciences

61 rue de Bruxelles, B-5000 Namur, Belgique

### **Conception d'une expérience bas-bruit pour la détection de transitions neutron-neutron caché et recherche de contrainte sur la proximité d'une brane cachée dans le bulk**

Dans de nombreux travaux théoriques, notre univers visible est une 3-brane (un défaut topologique à 3 dimensions spatiales) au sein d'un espace-temps à plus de 4 dimensions, et coexisterait avec d'autres 3-branes cachées. Il est crucial de contraindre expérimentalement ces modèles au coeur de nombreuses approches au-delà du modèle standard des particules ou du modèle cosmologique  $\Lambda$ CDM. Cette thèse vise à mener à bien le projet MURMUR, qui fait l'objet d'une collaboration franco-belge, et qui a pour but de développer et de réaliser une expérience dite de neutrons passe-murailles, et d'explorer les conséquences théoriques des résultats expérimentaux obtenus. Les 3-branes cachées peuvent être contraintes dans la mesure où l'échange de matière entre mondes branaires est possible avec une probabilité d'échange  $p$ . Un neutron  $n$  peut se transformer en un neutron caché  $n'$ , lorsqu'il est diffusé par un noyau, avec une section efficace  $\sigma(n \rightarrow n') \sim \sigma_E(n \rightarrow n')p$ , où  $\sigma_E$  est la section efficace élastique classique. Les neutrons cachés pourraient donc être générés dans le modérateur d'un réacteur nucléaire (dans notre cas le BR2 au SCK·CEN à Mol), où un flux de neutrons élevé subit de nombreuses collisions élastiques. Situés dans un autre monde branaire, les neutrons cachés interagiraient très faiblement avec la matière et s'échapperaient librement du réacteur en évitant le blindage. Par ailleurs, le processus d'échange inverse permettrait de les détecter près du réacteur - avec une efficacité proportionnelle à  $p$  - grâce à un matériau capable de régénérer les neutrons cachés en neutrons visibles. L'essentiel du projet consistera donc à développer un détecteur de neutrons à très faible bruit qui permettrait de détecter la réapparition de neutrons pour en contraindre la physique associée. À cette fin, seront nécessaires : la conception d'un blindage et d'une chaîne de détection de neutrons, ainsi que les simulations numériques Monte Carlo requises. De plus, des calculs fondamentaux seront réalisés pour contraindre expérimentalement les scénarios théoriques existants dans la littérature *via* une approche phénoménologique dont le formalisme mathématique est de la théorie classique du champ.

*Thèse de doctorat en sciences physiques*

Promoteurs : Pr. Guy Terwagne et Dr. HDR Michaël Sarrazin

---

# Université de Namur

## Faculté des sciences

61 rue de Bruxelles, B-5000 Namur, Belgium

### **A high-sensitivity low-noise experiment for detection of neutron interbrane transitions and the search for constraints on the vicinity of a hidden brane in the bulk**

In many theoretical frameworks our visible world is a 3-brane (a 3-dimensional topological defect) embedded in a multidimensional bulk, possibly coexisting with hidden braneworlds. It is then a major concern to constrain these scenarios, which are at the heart of many scenarios of physics beyond the standard model of particle physics or beyond the cosmological CDM model. In the context of the MURMUR collaboration, the present PhD project will lead to develop and to carry out a neutron passing-through-wall experiment, and to explore the theoretical consequences of the experimental results. Indeed, hidden 3-branes can be constrained as matter exchange between braneworlds must occur with a swapping probability  $p$ . A neutron  $n$  can convert into a hidden neutron  $n'$  when scattered by a nucleus with cross section  $\sigma(n \rightarrow n') \sim \sigma_E(n \rightarrow n')p$  where  $\sigma_E$  is the usual elastic crosssection. Hidden neutrons could, therefore, be generated in the moderator medium of a nuclear research reactor (here the BR2 at the SCK-CEN in Mol), where a high flux of neutrons undergoes many elastic collisions. Being located in another braneworld, these hidden neutrons would interact very weakly with matter and freely escape the reactor out of the biological shielding. However, the reverse swapping process would permit to detect them close to the reactor – with efficiency also proportional to  $p$  – thanks to a material able to regenerate hidden neutrons into visible ones. The main part of the present project will consist to develop the ultra-lownoise neutron detector, which would allow detecting reappearing neutrons to constrain  $p$  and the physics behind. For that purpose, the design of a convenient shielding and of the low-noise neutron detection chain, as well as the required numerical simulations will be necessary. In addition, fundamental theoretical investigations will be considered to constrain existing braneworld scenarios thanks to experimental data.

*Ph.D. thesis in Physical Sciences*

Advisors : Pr. Guy Terwagne and Dr. HDR Michaël Sarrazin



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
Références . . . . .	8
<b>I État de l’art</b>	<b>9</b>
<b>1 Les modèles standards de la physique moderne</b>	<b>11</b>
1.1 Le modèle cosmologique $\Lambda$ CDM . . . . .	12
1.2 Le modèle standard de la physique des particules . . . . .	19
1.3 Physique au-delà des modèles standards . . . . .	25
Références . . . . .	30
<b>2 Secteurs cachés</b>	<b>31</b>
2.1 La matière miroir . . . . .	32
2.2 Les univers branaires . . . . .	34
Références . . . . .	47
<b>3 Scénarios d’Univers branaires</b>	<b>49</b>
3.1 Supergravité d’Hořava-Witten . . . . .	49
3.2 Modèle de Chung-Freese . . . . .	51
3.3 Modèle ADD . . . . .	52
3.4 Gravité induite . . . . .	54
3.5 Extensions des différents modèles . . . . .	55
3.6 Scénarios ekpyrotiques . . . . .	55
Références . . . . .	59
<b>4 Phénoménologie du neutron dans les modèles d’univers à deux branes</b>	<b>61</b>
4.1 Description à basse énergie d’un Univers à deux 3-branes . . . . .	62
4.2 Généralisation de l’approche . . . . .	65
4.3 Expérience de stockage de neutrons ultra-froids . . . . .	65
4.4 Expérience de neutrons passe-murailles . . . . .	66
Références . . . . .	71



<b>II Développement expérimental d'un système de détection neutronique bas-bruit pour la détection de transitions interbranaires <math>n \rightarrow n' \rightarrow n</math></b>	<b>73</b>
<b>5 Cadre général d'une expérience de neutrons passe-murailles</b>	<b>75</b>
5.1 Expérience de neutrons passe-murailles . . . . .	76
5.2 Génération du flux de neutrons cachés . . . . .	77
5.3 Détection du flux de neutrons cachés . . . . .	78
Références . . . . .	79
<b>6 Détecteur et expérience MURMUR</b>	<b>81</b>
6.1 Développement du détecteur MURMUR . . . . .	82
6.2 Description du détecteur MURMUR . . . . .	85
6.3 Le réacteur BR2 comme générateur de neutrons cachés . . . . .	89
6.4 Avantages et améliorations de MURMUR . . . . .	93
Références . . . . .	94
<b>7 MURMUR : un détecteur à bas-bruit</b>	<b>95</b>
7.1 Description du bruit de fond . . . . .	96
7.2 Caractérisation du détecteur bas-bruit . . . . .	97
Références . . . . .	105
<b>8 Efficacité de détection du détecteur MURMUR</b>	<b>107</b>
8.1 Nécessité des calculs numériques dans le cadre de MURMUR . . . . .	108
8.2 Efficacité de détection . . . . .	109
8.3 Outils numériques . . . . .	109
8.4 Modélisation numérique du compteur proportionnel $^3\text{He}$ . . . . .	111
8.5 Détecteur MURMUR et efficacité de détection . . . . .	117
Références . . . . .	125
<b>9 Analyse en termes de transitions neutron - neutron caché</b>	<b>127</b>
9.1 Flux de neutrons thermiques générés par le BR2 durant le Cycle 02/2019A . . . . .	128
9.2 Spectre d'énergie des neutrons générés par le BR2 . . . . .	130
9.3 Mesures associées au détecteur MURMUR . . . . .	131
9.4 Calcul de la contrainte sur la probabilité de bascule $p$ . . . . .	132
9.5 Discussion . . . . .	133
Références . . . . .	134
<b>10 Perspectives d'améliorations</b>	<b>135</b>
10.1 Amélioration du détecteur MURMUR . . . . .	136
10.2 Étude d'une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles . . . . .	139
Références . . . . .	142
<b>III Étude phénoménologique du neutron dans un univers à deux 3-branes</b>	<b>143</b>
<b>11 Limite à basse énergie <math>M_4 \times Z_2</math> dans des bulks à (4+1) dimensions</b>	<b>145</b>
11.1 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk doté d'une métrique de Chung-Freeze . . . . .	147
11.2 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk $M_4 \times S_1/Z_2$ . . . . .	154
Références . . . . .	159

<b>12 Limite à basse énergie <math>M_4 \times Z_2</math> dans des bulks à (5+1) dimensions</b>	<b>161</b>
12.1 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk à 6 dimensions plat et non-compact . . . .	162
12.2 Couplage neutron - neutron caché dans le cas d'un bulk ADD . . . . .	164
12.3 Discussion . . . . .	165
Références . . . . .	169
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>173</b>
Références . . . . .	176



# Liste des figures

1.1	Courbure de l'espace-temps en relativité générale. . . . .	12
1.2	Modèle du Big Bang et de l'inflation cosmique. . . . .	15
1.3	Proportion de matière, de matière noire et d'énergie sombre dans l'Univers. . . . .	17
1.4	Candidats de matière noire. . . . .	18
1.5	Classification des particules élémentaires du MS de la physique des particules. . . . .	23
1.6	Formation des hadrons. . . . .	24
1.7	Hypothèses théoriques au-delà des Modèles Standards de la physique des particules et de la cosmologie. . . . .	26
2.1	Compactification d'une dimension supplémentaire. . . . .	35
2.2	Concept de "corde" en théorie des cordes. . . . .	37
2.3	D2-brane en théorie des cordes. . . . .	38
2.4	Une brane comme mur de domaine. . . . .	39
2.5	Potentiel non quadratique dans l'approche des murs de domaines. . . . .	40
2.6	Solitons dans l'approche des murs de domaines. . . . .	40
2.7	Confinement du champ de fermion sur un mur de domaine. . . . .	42
3.1	Groupe compact $S_1/Z_2$ pour un cercle $S_1$ de rayon $R$ . . . . .	50
3.2	Scénario de supergravité à 11 dimensions d'Hořava et Witten (11D-SUGRA) . . . . .	51
3.3	Raccourci emprunté par la gravitation dans l'hypothèse de modèle à 2 3-branes de Chung et Freese. . . . .	52
4.1	Schéma d'un univers à deux branes plongées dans un bulk $M_4 \otimes R_1$ . . . . .	62
4.2	Inverse du temps de stockage de neutrons ultra-froids en fonction du taux moyen de collisions des neutrons avec les parois du contenant. . . . .	66
4.3	Neutron passe-muraille à l'échelle nucléaire. . . . .	68
4.4	Photographies de l'expérience de neutrons passe-murailles menée en 2015 par l'Université de Namur et l'Université de Grenoble-Alpes à l'Institut Laue-Langevin. . . . .	69
4.5	Disposition de l'expérience de neutrons passe-murailles réalisée près du réacteur nucléaire à haut flux de l'institut Laue-Langevin. . . . .	69
5.1	Dispositif expérimental général d'une expérience de neutrons passe-murailles. . . . .	76
6.1	Photographies de la matrice de plomb jouant le rôle du régénérateur du détecteur MURMUR. . . . .	82
6.2	Photographie du blindage de MURMUR. . . . .	83
6.3	Système de spectroscopie gamma bas-bruit du LARN de l'Université de Namur . . . . .	85
6.4	Design du détecteur MURMUR. . . . .	86
6.5	Spectre typique d'un compteur proportionnel $^3\text{He}$ . . . . .	87
6.6	Schéma de la chaîne d'acquisition de MURMUR et traitement des impulsions par le numériseur DT5790 de CAEN. . . . .	88

6.7	Géométrie du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique. . . . .	90
6.8	Photographie du cœur du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique. . . . .	90
6.9	Représentations du plan médian du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique. . . . .	91
6.10	Modèle MCNP6 du réacteur nucléaire BR2. . . . .	91
6.11	Limites globales de l'expérience MURMUR près du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique. . . . .	92
7.1	Spectre PSD et PHA du compteur proportionnel $^3\text{He}$ . . . . .	98
7.2	Photographie de la première configuration de l'expérience MURMUR sur le site du BR2 à Mol en Belgique. . . . .	100
7.3	Photographie de la seconde configuration de l'expérience MURMUR sur le site du BR2 à Mol en Belgique. . . . .	101
7.4	Nombre de neutrons mesurés par le compteur proportionnel $^3\text{He}$ en 24 heures d'acquisition en fonction du temps de veto. . . . .	103
8.1	Illustration des différentes étapes nécessaires au calcul de la contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron $p$ . . . . .	109
8.2	Illustration basique de l'architecture d'une simulation dans Geant4. . . . .	110
8.3	Perte d'énergie des produits de capture neutronique dans le compteur proportionnel $^3\text{He}$ modélisé en Geant4 pour 10 000 neutrons générés au centre du compteur. . . . .	113
8.4	Perte d'énergie des produits de capture neutronique dans le compteur proportionnel $^3\text{He}$ modélisé en MCNP pour 10 000 neutrons générés au centre du compteur. . . . .	113
8.5	Modélisation Geant4 d'une expérience constituée d'une source ponctuelle de neutrons, d'un pavé de polyéthylène et un compteur proportionnel $^3\text{He}$ . . . . .	115
8.6	Modélisation MCNP d'une expérience constituée d'une source ponctuelle de neutrons, d'un pavé de polyéthylène et un compteur proportionnel $^3\text{He}$ . . . . .	115
8.7	Spectre en énergie de la source ponctuelle implémentée avec la commande G4GPS de Geant4. . . . .	116
8.8	Modélisation du détecteur MURMUR avec Geant4. . . . .	118
8.9	Modélisation du détecteur MURMUR avec MCNP. . . . .	119
8.10	Direction de propagation de neutrons après leur première diffusion élastique dans un bloc de plomb. . . . .	119
8.11	Directions initiales des quantités de mouvement associées aux neutrons générés dans la matrice de plomb en Geant4. . . . .	120
8.12	Positions initiales selon les axes $x$ , $y$ et $z$ des neutrons générés dans la matrice de plomb en Geant4. . . . .	121
8.13	Calcul numérique Geant4 de l'efficacité de détection en neutrons régénérés en fonction de l'énergie des neutrons régénérés. . . . .	122
8.14	Calcul numérique MCNP de l'efficacité de détection en neutrons régénérés en fonction de l'énergie des neutrons régénérés. . . . .	123
8.15	Modélisation de la configuration exacte du détecteur MURMUR avec MCNP. . . . .	123
9.1	Configuration du plan médian du réacteur nucléaire BR2 à Mol en Belgique pour le Cycle02/2019A. . . . .	128
9.2	Carte du flux de neutrons thermiques dans le plan médian du cœur nucléaire BR2 durant le Cycle02/2019A. . . . .	129
9.3	Variation du flux de neutrons thermiques généré par le BR2 avec la coordonnée $Z$ . . . . .	129
9.4	Spectre en énergie des neutrons produits par le réacteur nucléaire BR2. . . . .	130
10.1	Photographies du blindage passif additionnel fait de 2 mm de cadmium. . . . .	136
10.2	Photographie du blindage actif, constitué de 4 scintillateurs plastiques sur les côtés, et d'un scintillateur sur le dessus. . . . .	138

10.3 Gain sur $p$ en fonction de la masse de plomb et de l'efficacité de détection pour $F = 1$ . . . . .	141
10.4 Gain sur $p$ en fonction de la masse de plomb et de l'efficacité de détection pour $F = 10$ . . . . .	142
11.1 Modèle phénoménologique inspiré de la théorie des cordes. . . . .	147
11.2 Contraintes sur la distance interbrane $d$ et sur l'échelle d'énergie effective des branes en fonction de la constante de couplage $g$ dans un bulk à 5 dimensions. . . . .	154
11.3 Schéma de la cinquième dimension spatiale du bulk considérée dans le cadre d'un univers à deux 3-branes. . . . .	155
11.4 Constante de couplage neutron - neutron caché $g$ en fonction de la distance interbrane pour un bulk à 5 dimensions caractérisé par une dimension supplémentaire compactifiée sur l'orbifold $S_1/Z_2$ . . . . .	156
12.1 Schéma des deux dimensions supplémentaires $y$ et $z$ plates et non-compactes d'un bulk à (5+1) dimensions. . . . .	162
12.2 Schéma des deux dimensions supplémentaires $y$ et $z$ plates et compactifiées selon un tore ( $T^2 \equiv S_1 \times S_1$ ). . . . .	165
12.3 Constante de couplage $g$ tracée en fonction de la distance interbrane $d$ pour des bulks à 5 et 6 dimensions non-compactes pour différentes échelles d'énergie $M_B$ . . . . .	166
12.4 Constante de couplage $g$ tracée en fonction de la distance interbrane $d$ pour un bulk à 6 dimensions caractérisé par deux dimensions supplémentaires compactifiées sur une variété toroïdale $T^2 \equiv S_1 \times S_1$ , pour différentes échelles d'énergie $M_B$ . . . . .	167



# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des 4 interactions fondamentales. . . . .	20
1.2	Valeurs des nombres quantiques associés à la première famille de fermion. . . . .	24
5.1	Sections efficaces macroscopiques de diffusion élastique $\Sigma_s$ et d'absorption $\Sigma_a$ et longueur de diffusion L des neutrons thermiques pour différents matériaux. . . . .	77
7.1	Taux de comptage dans le scintillateur plastique plan sans et avec 40 cm de paraffine ajouté entre MURMUR sur et le réacteur nucléaire BR2 à Mol en Belgique. . . . .	102
7.2	Taux de comptage en neutrons dans le compteur proportionnel $^3\text{He}$ sans et avec 40 cm de paraffine entre MURMUR et le réacteur BR2. . . . .	102
7.3	Taux de comptage à différentes localisations du détecteur MURMUR. . . . .	103
8.1	Valeur de l'erreur relative R et signification en termes de fiabilité du tally étudié. . . . .	111
8.2	Composition de l'acier inoxydable 304L en fraction de masse. . . . .	112
8.3	Efficacités de détection intrinsèque théorique et numérique d'un gaz d' $^3\text{He}$ . . . . .	114
8.4	Comparaisons entre les simulations MCNP et les données expérimentales. . . . .	117
8.5	Comparaisons entre les simulations Geant4 et les données expérimentales. . . . .	117
8.6	Efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR calculée numériquement avec Geant4 et MCNP en fonction de l'énergie des neutrons régénérés. . . . .	122
8.7	Efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR (configuration non symétrique) calculée numériquement avec MCNP en fonction de l'énergie des neutrons régénérés. . . . .	124
8.8	Calculs numériques MCNP de l'efficacité de détection en neutrons régénérés avec les dimensions usuelles du plomb et de la cavité et augmentées de 2 mm. . . . .	124
8.9	Calculs numériques MCNP de l'efficacité de détection en neutrons régénérés avec les dimensions usuelles du plomb et de la cavité et diminuées de 2 mm. . . . .	124
9.1	Calculs numériques effectués avec MCNP de l'efficacité de détection en neutrons régénérés dans le régénérateur en plomb. . . . .	131
9.2	Taux de comptage neutronique dans le compteur proportionnel $^3\text{He}$ du détecteur MURMUR et taux de comptage des muons/neutrons rapides dans le scintillateur durant deux périodes d'arrêt du réacteur nucléaire et durant le Cycle02/2019A. . . . .	132
10.1	Taux de comptage du compteur proportionnel $^3\text{He}$ sans et avec un blindage passif additionnel fait de 2 mm de cadmium. . . . .	137
10.2	Taux de comptage du compteur proportionnel $^3\text{He}$ avec l'extension du blindage actif sur les côtés du blindage en cadmium, durant une phase d'arrêt (OFF) et le Cycle 01/2021A du réacteur nucléaire BR2. . . . .	137
10.3	Taux de comptage du compteur proportionnel $^3\text{He}$ avec et sans veto durant une phase d'arrêt du réacteur nucléaire BR2. . . . .	138



10.4 Masse  $M$  (en T), volume  $V$  (en  $\text{cm}^3$ ), longueur  $c$  des côtés (en cm) et surface totale  $S$  du cube de plomb (en  $\text{cm}^2$ ). . . . . 140

# **Introduction**



Depuis quelques années, le neutron est au cœur de la recherche d'une nouvelle physique. De très nombreuses expériences à basse énergie et à haute précision faisant usage de neutrons ont en effet vu le jour. Ces dernières visent à tester divers modèles physiques au-delà du Modèle Standard des particules [1], allant de la supersymétrie aux dimensions supplémentaires. C'est ainsi que des expériences nEDM [2, 3] cherchent à mesurer le moment dipolaire électrique du neutron, conséquence d'une violation CP qui pourrait expliquer l'asymétrie baryonique de l'Univers, mais également contraindre certains modèles de supersymétrie. D'autres expériences, telles que qBounce [4, 5] ou GRANIT [6], étudient les rebonds quantiques des neutrons afin d'éprouver l'universalité de la chute libre à l'échelle du  $\mu\text{m}$ . Certaines théories devraient en effet faire apparaître des écarts à la loi de la gravitation à faible distance (modèle de champ caméléon, existence de dimensions supplémentaires larges, etc.). Enfin, l'interaction faible peut également être mise à l'épreuve par des expériences visant à mesurer le coefficient angulaire de corrélation entre l'électron et l'antineutrino lors de la désintégration  $\beta$  du neutron. C'est le cas des deux expériences aSPECT [7] et aCORN [8, 9]. Ces mesures pourraient permettre notamment de contraindre certaines interactions exotiques, comme des interactions scalaires ou tensorielles absentes du Modèle Standard des particules. Le neutron s'avère donc être un acteur phare dans la recherche d'une nouvelle physique [1].

Le désert, c'est-à-dire l'absence de nouvelle physique découverte dans les accélérateurs de particules entre les échelles du téraélectronvolt (TeV) et de Grande Unification (GUT) [10, 11, 12, 13] – est un scénario réaliste mais décevant, redouté dans le contexte des résultats récents du Large Hadron Collider (LHC). Cependant, des expériences de haute précision menées à basse énergie sont également capables de détecter des signatures d'une physique associée à l'échelle de Grande Unification ou au-delà. La mesure du moment dipolaire électrique du neutron (nEDM) [2, 3] ou de la désintégration du proton [14] sont de telles signatures. Par conséquent, la recherche de nouveaux tests à basse énergie permettant de contraindre des modèles physiques au-delà des Modèles Standards de la physique est d'un intérêt certain. Celle-ci offre des alternatives à la voie des accélérateurs de particules pour contraindre l'existence d'une nouvelle physique avec des expériences à coût relativement bas par rapport à des accélérateurs de particules tels que le LHC.

L'existence de branes cachées coexistant avec notre univers dans un espace multidimensionnel, appelé le bulk, est une question ouverte souvent examinée dans la littérature en ce qui concerne la quête pour expliquer l'énigme de la matière noire et de l'énergie sombre [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22]. Ainsi, au-delà des tests cosmologiques ou des tentatives de détection des particules de matière noire, toutes autres recherches visant à collecter des preuves directes d'univers cachés sont fondamentales.

De nombreux travaux décrivent en effet notre Univers visible comme un mur de domaine [23, 24, 25, 26, 27] - c'est-à-dire une 3-brane - plongé dans un univers multidimensionnel, appelé bulk, généralement avec cinq [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37] ou parfois six dimensions [38, 39, 40, 41, 42, 43]. Certains modèles considèrent également que plusieurs 3-branes peuvent coexister dans le bulk [44, 29, 45, 32, 20, 21, 17, 18, 16, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 36]. L'intérêt porté à de tels scénarios remonte à l'approche de supergravité d'Hořava-Witten [44] qui relie la théorie des supercordes hétérotiques à 10 dimensions décrite par le groupe de Lie complexe  $E_8 \times E_8$  à la supergravité à 11 dimensions sur l'orbifold  $R_{10} \times S_1/Z_2$ . En supposant que 10 dimensions sont compactifiées selon une variété de Calabi-Yau, ce modèle est équivalent à basse énergie à un Univers  $M_4 \times S_1/Z_2$  - c'est-à-dire un bulk à 5 dimensions avec une dimension supplémentaire compacte - dans lequel les particules du Modèle Standard sont piégées sur deux 3-branes, localisées chacune à une extrémité de la dimension supplémentaire. S'inspirant de cette approche, de nombreux modèles ont émergé, comme la solution proposée par Randall et Sumdrum (RS) au problème de la hiérarchie [29], ou l'idée d'Univers ekpyrotique [45] comme alternative à l'inflation cosmique ou à l'énergie sombre et à la matière noire [20, 21, 17, 18, 16]. Ces travaux ont également été étendus à une cinquième dimension non-compacte dans des bulks  $M_4 \times R_1$  ou  $M_4 \times R_1/Z_2$  [29, 28, 30, 45, 32, 33, 34, 35, 36], dans lesquels la métrique du bulk peut être courbée ou non [29, 33, 34]. Dans de multiples scénarios, alors que notre brane visible est dotée d'une copie des particules du Modèle Standard de la physique des particules (la brane du TeV dans les modèles à la Randall et Sumdrum), la brane cachée (ou brane de Planck) est

quant à elle dotée d'une physique à l'échelle de Planck. Dans d'autres scénarios, la brane cachée devrait elle aussi supporter une copie du Modèle Standard de la physique des particules, et donc être dotée de la même physique que la brane visible [21, 17, 18, 16, 36, 52, 53, 54, 55, 56]. C'est le cas par exemple des scénarios à deux branes où la courbure du bulk viole la symétrie  $SO(3,1)$ , menant à une violation de l'invariance de Lorentz sur les branes [21, 17, 18, 16, 36, 52, 53].

Il y a une quinzaine d'années, un intérêt tout particulier est porté à certains effets à basse énergie induits par l'existence d'autres branes [57, 53, 46, 50, 48, 49]. À toute brane est associée une échelle d'énergie  $M_B \sim 1/\xi$ , où  $\xi$  est l'épaisseur de la brane par rapport à une dimension supplémentaire. Plusieurs branes peuvent coexister dans le bulk. On peut alors considérer un univers à deux 3-branes identiques portant chacune une copie du Modèle Standard des particules. À basse énergie, cet univers à deux branes peut se modéliser par un bi-feuillet non commutatif  $M_4 \times Z_2$ . Les deux feuillettes sont sans épaisseur et séparés d'une distance effective  $\delta = 1/g$ , où  $g$  est la constante de couplage entre les particules associées à la brane visible et à la brane cachée. Ce résultat est tout à fait général et ne dépend pas du modèle branairien considéré [46]. Physiquement, la constante de couplage  $g$  permet de quantifier l'influence d'une brane cachée sur les particules localisées dans notre brane (i.e. notre univers visible). En première approximation, les deux branes ne "se voient" pas. Elles sont invisibles l'une par rapport à l'autre. Cependant, en seconde approximation les champs de fermions relatifs aux deux branes se superposent et donnent lieu à des phénomènes d'oscillations de particules d'une brane à l'autre. Ce modèle a permis de mettre en évidence une phénoménologie riche impliquant les neutrons. Un neutron visible a en effet une probabilité  $p \sim g^2$  de basculer dans une brane cachée, devenant ce qu'on appelle un neutron caché.

Afin de contraindre expérimentalement cette nouvelle physique, une expérience de neutrons passe-murailles avait été réalisée [48, 49] au sein d'une collaboration réunissant le Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN) de l'UNamur, le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) et l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble (France). Cette expérience repose sur la possibilité pour un neutron visible de se transformer en un neutron caché par diffusion avec un noyau, et réciproquement. Dès lors, un flux intense de neutrons en provenance d'un réacteur nucléaire (par exemple, le réacteur de l'ILL) pourrait constituer une source de neutrons cachés par interaction avec le modérateur du réacteur (ici, de l'eau lourde). Inversement, des neutrons cachés peuvent être régénérés en neutrons détectables par interaction avec des noyaux d' $^3\text{He}$  dans un détecteur de neutrons. Le détecteur doit être suffisamment blindé pour éviter de détecter des neutrons visibles (qui constituent un bruit) dans notre brane. Si des neutrons disparaissent dans une brane cachée, ils sont libres de traverser le blindage sans encombre. Leur réapparition potentielle au sein du détecteur situé à l'intérieur du blindage est ensuite examinée pour contraindre le scénario de neutrons passe-murailles lié au modèle d'univers branairien. Même si aucun excès significatif de neutrons n'a été mesuré par le détecteur, cette expérience a permis de poser une limite supérieure sur la probabilité d'échange d'un neutron avec une brane cachée [49].

Pour assurer la continuité de ce projet, une collaboration européenne, baptisée MURMUR, a vu le jour en septembre 2016 sous la direction de M. Sarrazin. Cette collaboration a pour objectif de concevoir un détecteur de neutrons à très bas-bruit afin d'entreprendre une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles plus sensible que celle réalisée précédemment tout en poursuivant les investigations théoriques permettant de contraindre, à partir de l'expérience, les scénarios d'univers branaires existant dans la littérature.

L'objectif qui a été poursuivi tout au long de cette thèse de doctorat, laquelle fait l'objet du présent manuscrit, a donc été de mener à bien le projet MURMUR et l'expérience qui y est associée. Pour cela, la conception d'une chaîne de détection de neutrons à bas-bruit, des simulations Monte Carlo ainsi que des investigations théoriques ont été nécessaires.

L'analyse des résultats de l'expérience a permis de contraindre des modèles cosmologiques branaires de type Chung-Freese à 5 et 6 dimensions. Pour ce faire, il a été nécessaire d'évaluer explicitement la constante de couplage  $g$  du neutron dans le cadre de ces modèles. Cette dernière a été calculée grâce à un modèle phénoménologique élaboré au cours du master de fin d'études et amélioré et finalisé dans le

courant des premiers mois de la thèse de doctorat. L'approche repose sur une théorie de champs effectifs comme limite à basse énergie des modèles d'univers à deux branes.

Ce manuscrit s'articule en trois parties. La première reprend l'état de l'art de la thématique étudiée, afin d'en comprendre le cadre et les motivations. Ainsi, les Modèles Standards de la cosmologie et de la physique des particules sont brièvement présentés. Les scénarios à secteur caché sont ensuite introduits, pour finalement entrer dans les détails de différents scénarios d'univers à deux branes. Pour finir, un tour d'horizon de la phénoménologie du neutron dans un système d'Univers à deux branes est dressé, dans lequel le modèle de M. Sarrazin et F. Petit, à la base des travaux présentés dans ce manuscrit, est décrit.

La seconde partie vise à introduire le cadre général d'une expérience de neutrons passe-murailles, pour ensuite décrire en détail l'expérience MURMUR. Une étude préliminaire du bruit de fond du détecteur est ensuite présentée. Ensuite, le calcul d'une nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule  $p$  est présenté et la nouvelle contrainte établie et discutée. Pour finir, quelques pistes d'amélioration du détecteur MURMUR sont exposées et examinées au regard des données expérimentales.

La troisième et dernière partie de ce manuscrit est consacré à l'étude phénoménologique de certains scénarios cosmologiques d'Univers à deux 3-branes. Tout d'abord, la constante de couplage neutron - neutron caché dans un bulk à 5 dimensions doté d'une métrique de type Chung-Freese est établie. Les différents paramètres de ce modèle sont ensuite contraints au moyen des données expérimentales associées à l'expérience MURMUR. Il en est de même pour un modèle à 5 dimensions caractérisé par une dimension supplémentaire compactifiée selon l'orbifold  $S_1 - Z_2$ , pour faire écho au modèle de supergravité à 11 dimensions d'Hořava-Witten. Pour finir, le modèle phénoménologique étudié est étendu à des bulks à 6 dimensions, caractérisés par deux dimensions supplémentaires d'abord larges, puis compactifiées sur une variété toroïdale. La variation de la constante de couplage  $g$  est finalement discutée en fonction des différents paramètres de ces scénarios.

## Références

- [1] D. Dubbers and M. G. Schmidt. The neutron and its role in cosmology and particle physics. *Rev. Mod. Phys.* 83 (2011) 1111. 3
- [2] A. P. Serebrov et al. New search for the neutron electric dipole moment with ultracold neutrons at ILL. *Phys. Rev. C* 92 (2015) 055501. 3
- [3] Y. Nakai and M. Reece. Electric dipole moments in natural supersymmetry. *J. High Energ. Phys.* 2017 (2017) 31. 3
- [4] H. Abele et al. qbounce, the quantum bouncing ball experiment. *Physics Procedia* 17 (2011) 4–9. 3
- [5] H. Abele and H. Leeb. Gravitation and quantum interference experiments with neutrons. *New J. Phys.* 14 (2012) 055010. 3
- [6] D. Roulier et al. Status of the GRANIT facility. *Adv. High Energy Phys.* 2015 (2014) 730437. 3
- [7] M. Simson et. al. Measuring the proton spectrum in neutron decay—latest results with aSPECT. *Nucl. Instrum. And Methods in Phys. Rev. A* 611 (2009) 2-3. 3
- [8] B. Collett et al. aCORN : an experiment to measure the electron-antineutrino correlation coefficient in free neutron decay. *Rev. of Sci. Instrum.* 88 (2017) 083503. 3
- [9] G. Darius et al. Measurement of the electron-antineutrino angular correlation in neutron  $\beta$  decay. *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017) 042502. 3
- [10] D. Hooper and S. Profumo. Dark matter and collider phenomenology of universal extra dimensions. *Phys. Rep.* 453 (2007) 29. 3

- 
- [11] P. Langacker and M. Luo. Implications of precision electroweak experiments for  $m_t$ ,  $\rho_0$ ,  $\sin 2\theta_w$ , and grand unification. *Phys. Rev. D* 44 (1991) 817. [3](#)
- [12] J. Ellis, S. Kelley and D.V. Nanopoulos. Probing the desert using gauge coupling unification. *Phys. Lett. B* 260 (1991) 131. [3](#)
- [13] S. Dimopoulos. LHC, SSC and the universe. *Phys. Lett. B* 246 (1990) 347. [3](#)
- [14] The Super-Kamiokande Collaboration. Search for proton decay via  $p \rightarrow \nu k^+$  using 260 kilotonyear data of super-kamiokande. *Phys. Rev. D* 90 (2014) 072005. [3](#)
- [15] A. Dobado, J. A. R. Cembranos and A. L. Mardo. Brane-world dark matter. *Phys. Rev. Lett.* 90 (2001) 241301. [3](#)
- [16] Ph. Brax, C. Van de Bruck and A.C. Davis. Brane world cosmology. *Rep. Prog. Phys.* 67 (2004) 12. [3, 4](#)
- [17] J-L Lehnens. Ekpyrotic and cyclic cosmology. *Phys. Rept.* 465 (2008) 223-263. [3, 4](#)
- [18] R. Maartens and K. Koyama. Brane-world gravity. *Living Rev. Relativity* 13 (2010) 5. [3, 4](#)
- [19] M. A. García-Aspeitia, J. Magaña and T. Matos. Braneworld model of dark matter : structure formation. *Gen. Relativ. Gravit.* 44 (2012) 581-601. [3](#)
- [20] T. Koivisto, D. Wills and I. Zavala. Dark D-brane cosmology. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2014 (2014). [3](#)
- [21] D. Battefeld and P. Peters. A critical review of classical bouncing cosmologies. *Phys. Rept.* 571 (2015) 1-66. [3, 4](#)
- [22] C. Van De Bruck and E. M. Teixeira. Dark D-brane cosmology : from background evolution to cosmological perturbations. *arXiv :2007.15414*. [3](#)
- [23] V.A. Rubakov and M.E. Shaposhnikov. Do we live in a domain wall? *Phys. Lett.* 125B (1983) 136. [3](#)
- [24] Y.-Y. Li, Y.-P. Zhang, W.-D. Guo and Y.-X. Liu. Fermion localization mechanism with derivative geometrical coupling on branes. *Phys. Rev. D* 95 (2017) 115003. [3](#)
- [25] R. Davies, D.P. George and R.R. Volkas. The standard model on a domain-wall brane? *Phys. Rev. D* 77 (2008) 124038. [3](#)
- [26] G.A. Palma. Confining the electroweak model to a brane. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 045023. [3](#)
- [27] A. Lukas, B.A. Ovrut, K.S. Stelle and D. Waldram. The universe as a domain wall. *Phys. Rev. D* 59 (1999) 086001. [3](#)
- [28] L. Randall and R. Sundrum. An alternative to compactification. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4690. [3](#)
- [29] L. Randall and R. Sundrum. Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3370. [3](#)
- [30] V. A. Rubakov. Large and infinite extra dimensions. *Phys. Usp.* 44 (2001) 871-893. [3](#)
- [31] J. Khoury, B. A. Ovrut, P. J. Steinhardt and Neil Turok. Ekpyrotic universe : Colliding branes and the origin of the hot big bang. *Phys. Rev. D* 64 (2001) 123522. [3](#)
- [32] R. Kallosh, L. Kofman and A. Linde. Pyrotechnic universe. *Phys. Rev. D* 64 (2001) 123523. [3](#)

- [33] G. Dvali, G. Gabadadze and M. Shifman. (quasi)localized gauge field on a brane : Dissipating cosmic radiation to extra dimensions? *Phys. Lett. B* 497 (2001) 271. [3](#)
- [34] L. Dubovsky and V. A. Rubakov. On models of gauge field localization on a brane. *Int. J. Mod. Phys. A* 16 (2001) 4331. [3](#)
- [35] L. Dubovsky, V. A. Rubakov and P. G. Tinyakov. Brane world : disappearing massive matter. *Phys. Rev. D* 62 (2000) 10501. [3](#)
- [36] D.J.H. Chung and K. Freese. Can geodesics in extra dimensions solve the cosmological horizon problem? *Phys. Rev. D* 62 (2000) 063513. [3](#), [4](#)
- [37] L. Visinelli, N. Bolis and S. Vagnozzi. Brane-world extra dimensions in light of GW170817. *Phys. Rev. D* 97 (2018) 064039. [3](#)
- [38] D.M. Dantas, D.E.S. Veras, J.E.G. Silva and C.A.S. Almeida. Fermionic kaluza-klein modes in the string-cigar braneworld. *Phys. Rev. D* 92 (2015) 104007. [3](#)
- [39] Y.-X. Liu, L. Zhao, Y.-S. Duan. Localization of fermions on a string-like defect. *JHEP* 0704, 097 (2007). [3](#)
- [40] C. Ringeval and J.-P. Uzan. Stability of six-dimensional hyperstring braneworlds. *Phys. Rev. D* 71 (2005) 104018. [3](#)
- [41] E.I. Guendelman and E. Spallucci. Conformally invariant gauge theory of 3-branes in 6D and the cosmological constant. *Phys. Rev. D* 70, 026003 (2004). [3](#)
- [42] P. Kanti, R. Madden and K. A. Olive. A 6-d brane world model. *Phys. Rev. D* 64, 044021 (2001). [3](#)
- [43] T. Gherghetta and M. Shaposhnikov. Localizing gravity on a string-like defect in six dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 85, 240 (2000). [3](#)
- [44] P. Horava and E. Witten. Heterotic and type I string dynamics from eleven dimensions. *Nucl. Phys. B* 460 (1996) 506. [3](#)
- [45] J. Khoury, B.A. Ovrut, P.J. Steinhardt and N. Turok. Ekpyrotic universe : colliding branes and the origin of the hot big bang. *Phys. Rev. D* 64 (2001) 123522. [3](#)
- [46] M. Sarrazin and F. Petit. Equivalence between domain-walls and "noncommutative" two-sheeted spacetimes : Model-independent matter swapping between branes. *Phys. Rev. D* 81 (2010) 035014. [3](#), [4](#)
- [47] M. Sarrazin and F. Petit. Brane matter, hidden or mirror matter, their various avatars and mixings : many faces of the same physics. *EPJC* 72, 2230 (2012). [3](#)
- [48] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91, 075013 (2015). [3](#), [4](#)
- [49] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [3](#), [4](#)
- [50] M. Sarrazin, G. Pignol, F. Petit and V.V. Nesvizhevsky. Experimental limits on neutron disappearance into another braneworld. *Phys. Lett. B* 712 (2012) 213. [3](#), [4](#)



- [51] M. Sarrazin and F. Petit. Plausible “faster-than-light” displacements in a two-sheeted spacetime. *Phys. Rev. D* 76 (2007) 085005. [3](#)
- [52] D.J.H. Chung, E. W. Kolb and A. Riotto. Extra dimensions present a new flatness problem. *Phys. Rev. D* 65 (2002) 083516. [4](#)
- [53] D.J.H. Chung and K. Freese. Lensed density perturbations in braneworlds : An alternative to perturbations from inflation. *Phys. Rev. D* 67 (2003) 103505. [4](#)
- [54] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, N. Kaloper and G. Dvali. Manyfold universe. *JHEP* 12 (2000). [4](#)
- [55] R.W. Rasmussen, et al. Astrophysical neutrinos flavored with beyond the standard model physics. *Phys. Rev. D* 96 (2017) 083018. [4](#)
- [56] R.R. Caldwell and D. Langlois. Shortcuts in the fifth dimension. *Phys. Lett. B* 511 (2001) 129. [4](#)
- [57] F. Petit and M. Sarrazin. Quantum dynamics of massive particles in a non-commutative two-sheeted space-time. *Phys. Lett. B* 612 (2005) 105-114. [4](#)

**Première partie**

**État de l'art**



# Chapitre 1

## Les modèles standards de la physique moderne

### Sommaire

---

<b>1.1 Le modèle cosmologique <math>\Lambda</math>CDM</b> . . . . .	<b>12</b>
1.1.1 La relativité générale d'Einstein . . . . .	12
1.1.2 Le principe cosmologique . . . . .	13
1.1.3 Métrique FRLW . . . . .	14
1.1.4 Le Big Bang chaud et l'inflation cosmique . . . . .	15
1.1.5 Les composantes sombres . . . . .	17
1.1.6 Des questions encore sans réponse . . . . .	18
<b>1.2 Le modèle standard de la physique des particules</b> . . . . .	<b>19</b>
1.2.1 Une théorie relativiste du champ . . . . .	19
1.2.2 Les interactions fondamentales . . . . .	20
1.2.3 Une théorie de jauge . . . . .	21
1.2.4 Classification des particules élémentaires . . . . .	22
1.2.5 Lagrangien du modèle standard des particules . . . . .	24
1.2.6 Un modèle incomplet . . . . .	25
<b>1.3 Physique au-delà des modèles standards</b> . . . . .	<b>25</b>
<b>Références</b> . . . . .	<b>30</b>

---

La physique fondamentale telle que nous la comprenons aujourd'hui est basée sur deux modèles dits "standards" : Le modèle cosmologique standard, appelé aussi modèle  $\Lambda$ CDM, et le modèle standard de la physique des particules. Bien que robustes, car étayés par de nombreuses observations et dotés d'une grande capacité prédictive, ces deux modèles ne sont pas immuables et sont destinés à évoluer au cours des prochaines années. En effet, nous savons aujourd'hui qu'ils ne forment en réalité qu'une partie des pièces d'un puzzle bien plus vaste. Cette thèse de doctorat s'inscrit en physique au-delà du modèle cosmologique  $\Lambda$ CDM et du modèle standard de la physique des particules. Pour bien comprendre le contexte de ce manuscrit, il est important de rappeler les bases de ces deux grands modèles de la physique moderne. C'est pourquoi ce premier chapitre s'engage à décrire succinctement ces deux modèles standards. Une attention particulière sera portée sur leurs lacunes, terreau fertile d'une réflexion autour de l'existence d'une nouvelle physique, faisant ces dernières années l'objet d'un effort collectif de recherche sur de nombreux fronts.

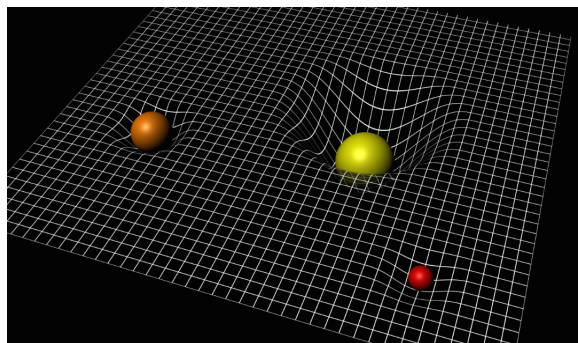


FIGURE 1.1 – La relativité générale d'Einstein nous apprend que les objets massifs courbent le tissu d'espace-temps, d'autant plus que leur masse est élevée.

## 1.1 Le modèle cosmologique $\Lambda$ CDM

Le modèle  $\Lambda$ CDM, pour  $\Lambda$ - Cold - Dark - Matter, est le modèle standard actuel de la cosmologie moderne. Le symbole  $\Lambda$  représente la constante cosmologique, s'apparentant à la plus simple forme d'énergie noire possible. La matière noire froide, "Cold-Dark-Matter", est quant à elle une forme de matière non baryonique et non relativiste dont la nature nous est encore inconnue. Le modèle  $\Lambda$ CDM est une extension du modèle cosmologique du Big-Bang chaud, auquel sont venues se greffer deux composantes supplémentaires : l'énergie sombre et la matière noire.

Le modèle cosmologique standard permet de rendre compte de plusieurs propriétés de l'Univers telles que l'existence du fond diffus cosmologique et de ses petites variations de température selon la direction observée, la répartition des galaxies, les abondances de différents éléments légers comme celles de l'hydrogène, de l'hélium et du lithium et l'accélération de l'expansion de l'Univers.

Les sections suivantes visent à présenter le modèle cosmologique  $\Lambda$ CDM dans ses grandes lignes. Le lecteur trouvera plus amples explications sur ce modèle dans les références [1, 2, 3, 4, 5, 6].

### 1.1.1 La relativité générale d'Einstein

La relativité générale vise à décrire la gravitation, l'une des quatre forces fondamentales de la Nature, dans le cadre de la relativité restreinte. Bien que considérablement moins intense que les trois autres par au moins 35 ordres de grandeur, c'est la gravitation qui a permis aux gaz et poussières de l'Univers de s'agglomérer pour former les étoiles, les systèmes planétaires, les galaxies et les amas de galaxies qui peuplent le cosmos. Elle n'en demeure pas moins la force la plus mystérieuse qui régit notre Univers.

Élaborée en 1915 par Albert Einstein [7, 8], la relativité générale est l'un des plus grands succès de la physique théorique du 20<sup>ème</sup> siècle. Elle dépasse la gravitation universelle de Newton et constitue le formalisme mathématique de la cosmologie moderne, faisant d'elle l'un de ses piliers. Dans son effort de rendre les équations du mouvement de la gravitation invariantes sous transformations générales de coordonnées, autrement dit de les rendre covariantes, Einstein formula une théorie de la gravitation purement géométrique, contrairement à la théorie de Newton. La gravitation n'est plus une force à proprement parler, mais l'effet de la courbure ou de la déformation du tissu d'espace-temps suite à la présence d'un objet massif, comme la terre ou une étoile par exemple (voir figure 1.1.1).

La relativité générale repose sur le principe d'équivalence d'Einstein qui stipule que pour toute expérience non gravitationnelle, il est toujours possible de trouver localement un référentiel inertiel dans lequel la gravitation disparaît. Autrement dit, les effets d'un champ gravitationnel sont indiscernables des effets d'une accélération du référentiel de l'observateur, pour une expérience ne faisant pas intervenir la gravitation. Cette dernière peut donc se décrire comme une manifestation de la courbure de l'espace-temps doté d'une métrique, à l'aide des outils mathématiques de la géométrie différentielle. Les corps

suivent des géodésiques, chemins les plus courts entre deux points dans un espace-temps courbe, qui répondent aux équations suivantes :

$$\frac{d^2 x^\nu}{d\tau^2} + \Gamma_{\mu\rho}^\nu \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\rho}{d\tau} = 0, \quad (1.1)$$

où  $x^\nu$  représente les coordonnées du corps dans un référentiel inertiel local, dans lequel la gravitation n'existe plus,  $\tau$  est le temps propre, c'est-à-dire le temps mesuré dans le référentiel du corps considéré, et  $\Gamma_{\mu\rho}^\nu$  sont les symboles de Christoffel qui permettent de définir une dérivée covariante, pendant de la dérivée usuelle dans le cas d'un espace-temps courbe, vérifiant le principe d'équivalence faible. Alors que les équations du mouvement sont données par les équations (1.1), les équations du champ, i.e les 10 composantes indépendantes du champ métrique pour un espace-temps à 3+1 dimensions, sont quant à elles régies par l'équation d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

avec  $G_{\mu\nu}$  le tenseur d'Einstein,  $\Lambda$  la constante cosmologique,  $g_{\mu\nu}$  le tenseur métrique,  $G_N$  la constante de gravitation universelle et  $T_{\mu\nu}$  le tenseur énergie-impulsion. Le tenseur énergie-impulsion est un tenseur symétrique qui permet de décrire le contenu en matière et en énergie de l'espace-temps. Le tenseur énergie-impulsion respecte l'équation de conservation suivante :

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0. \quad (1.3)$$

Historiquement, la constante cosmologique  $\Lambda$  a été introduite par Einstein en 1917 afin de rendre ses équations compatibles avec son idée d'un univers statique. Elle fut ensuite abandonnée par Einstein et finalement réintroduite en 1998 suite à la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers par Perlmutter, Schmidt et Riess [9, 10]. Les équations d'Einstein (1.2) peuvent s'obtenir de deux manières : soit par l'approche heuristique originelle d'Einstein, c'est-à-dire en modifiant l'équation de Poisson afin de la rendre covariante sous transformation générale de coordonnées, soit par une approche variationnelle en appliquant le principe de moindre action à l'action d'Einstein-Hilbert :

$$S = \frac{c^4}{8\pi G_N} \int R \sqrt{-g} d^4 x, \quad (1.4)$$

avec  $G_N$  la constante de gravitation universelle,  $R$  le tenseur de Ricci et  $g$  le déterminant de la métrique. L'introduction d'une constante cosmologique permet d'obtenir la forme la plus générale de l'équation covariante sous transformation générale de coordonnées.

La relativité générale a été corroborée par de nombreuses observations [11], comme la précession du périhélie de mercure, la déflexion de la lumière à proximité d'objets astrophysiques, et la détection d'ondes gravitationnelles, d'abord de manière indirecte par Hulse, Damour et Taylor [12, 13] via l'observation de la variation de la période orbitale d'un pulsar binaire en 1975, et enfin de manière directe par la collaboration Ligo/Virgo [14]. La relativité générale a par ailleurs des utilités pratiques dans le cadre de calcul de trajectoires de satellite ou encore dans les technologies GPS. Pour finir, la relativité générale est l'outil mathématique de la cosmologie. Comme nous allons le voir très bientôt, elle permet de définir la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker, qui est à la base de la cosmologie.

### 1.1.2 Le principe cosmologique

Le modèle cosmologique standard repose sur deux hypothèses simplificatrices, dont la validité est vérifiée par de nombreuses observations : l'homogénéité et l'isotropie [15, 16]. Partout où l'on regarde, l'Univers semble homogène. Associé au principe copernicien stipulant que nous n'occupons pas de place privilégiée dans l'Univers (sans quoi l'univers pourrait en effet n'être homogène que dans la portion d'univers visible dans laquelle nous nous trouvons et inhomogène ailleurs), l'Univers apparaît donc homogène

et isotrope quel que soit la position de l'observateur et quelle que soit la direction d'observation. C'est ce que l'on nomme le principe cosmologique.

### 1.1.3 Métrique FRLW

Le principe cosmologique apporte des contraintes concernant la forme du tenseur énergie-impulsion et donc les solutions obtenues en résolvant les équations d'Einstein (1.2). Le carré de l'intervalle d'espace-temps, quantité conservée quel que soit le référentiel de l'observateur, qui donne la distance comobile entre deux points situés aux coordonnées  $(ct, r, \theta, \phi)$  et  $(ct + cdt, r + dr, \theta + d\theta, \phi + d\phi)$  prend alors la forme suivante :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right), \quad (1.5)$$

où  $t \equiv \tau$  est le temps propre,  $a(t)$  est le facteur d'échelle ou paramètre d'expansion qui permet de tenir compte de l'expansion de l'Univers et  $k$  le facteur de courbure. Ce dernier paramètre peut prendre trois valeurs donnant lieu à trois géométries d'espace à 3 dimensions possibles, une 3-sphère pour  $k=1$ , soit un univers fermé sans limites, un espace plat pour  $k=0$ , c'est-à-dire un espace euclidien, un 3-hyperboloïde pour  $k=-1$ , soit un univers ouvert. La métrique  $diag(1, -a^2(t)/(1 - kr^2), a^2(t)r^2, a^2(t)r^2 \sin^2\theta)$  est appelée métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker et est solution des équations d'Einstein pour un Univers homogène et isotrope [17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24]. Notons ici que c'est  $a(t)r$  qui a la dimension d'une longueur. En effet, les coordonnées  $(r, \theta, \phi)$  sont des coordonnées comobiles, c'est-à-dire qu'elles décrivent des positions qui ne dépendent pas du facteur d'échelle  $a(t)$ . Dans le cas d'un univers sphérique ( $k = 1$ ),  $a(t)$  correspond au rayon de courbure. Or, le facteur d'échelle varie au cours du temps. L'Univers correspond alors dans ce cas à un univers sphérique dynamique, avec un rayon de courbure variant au cours du temps. La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker permet donc de décrire un Univers homogène et isotrope en expansion. Cette dernière peut se caractériser par le facteur de Hubble

$$H = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \quad (1.6)$$

associé au taux de variation du facteur d'échelle, soit la vitesse d'expansion  $\dot{a} = da/dt$  divisée par le facteur d'échelle. En effet, l'astronome et mathématicien belge Georges Lemaître montre en 1927 que l'Univers est en expansion [19, 25]. L'astronome américain Edwin Hubble arrive à la même conclusion en 1929. L'Univers n'est donc pas statique, comme Einstein le pensait, mais s'étend. Cette expansion est caractérisée par le facteur de Hubble  $H$  donné par l'équation (1.6). C'est à cette époque que la constante cosmologique  $\Lambda$ , à l'origine introduite par Einstein pour décrire un Univers statique, est laissée de côté pour revenir en force des années plus tard. La valeur du facteur de Hubble de nos jours, noté  $H_0$  et appelé constante de Hubble, a été mesuré expérimentalement en 2020 par les télescopes Hubble et Gaia à  $72.1 \pm 2.1$  km/s Mpc [26].

En injectant la métrique (1.5) dans les équations d'Einstein (1.2), les 10 équations qui en résultent pour chaque composante de la métrique  $g_{\mu\nu}$  se simplifient en deux équations indépendantes, appelées les équations de Friedmann :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (1.7)$$

$$\dot{H} = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3}, \quad (1.8)$$

avec  $\rho$  et  $P$  respectivement la densité d'énergie et la pression, dépendant uniquement du temps et provenant du tenseur énergie-impulsion en accord avec le principe cosmologique. L'expansion de l'Uni-

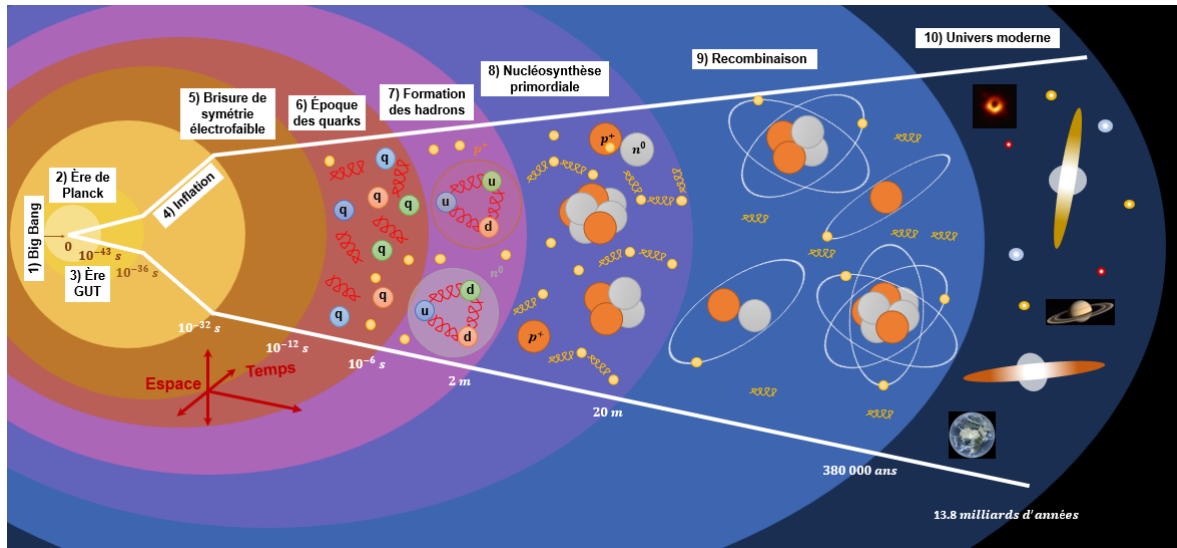


FIGURE 1.2 – Illustration des modèles du Big Bang et de l’inflation cosmique. Pour plus de détails, voir texte.

vers ( $\dot{a}$ ) ainsi que l’accélération de cette expansion ( $\ddot{a}$ ) sont donc déterminées par le contenu de l’Univers ( $\rho$  et  $P$ ), la constante cosmologique  $\Lambda$  et la courbure  $k$ .

#### 1.1.4 Le Big Bang chaud et l’inflation cosmique

Partant du constat que l’Univers est en expansion, il paraît assez raisonnable de penser qu’à une certaine époque, l’Univers devait être plus petit, plus dense et plus chaud. C’est l’hypothèse du Big Bang chaud, qui n’a rien à voir avec une gigantesque explosion, comme souvent évoqué dans certains ouvrages destinés au grand public. Le Big Bang ne décrit pas non plus l’instant initial de l’Univers. Il décrit seulement la phase chaude et dense qu’il a connue ce dernier et qui a permis aux noyaux légers de se former. De même, le Big Bang ne correspond pas à un point spatial particulier de l’Univers ou encore à une origine. Il s’agit d’une période où l’Univers tout entier était infiniment dense et chaud et dans lequel chaque point s’éloigne rapidement des autres sous l’effet de l’expansion [27, 28, 29].

Comme illustré à la figure 1.2, la théorie du Big Bang permet de décrire plusieurs époques de l’histoire de l’Univers au fur et à mesure qu’il s’étend et se refroidit. Voici les principales :

**1) Le Big Bang :** Même si le Big Bang ne représente peut-être pas le début de l’Univers, cet instant particulier où l’Univers est certainement infiniment petit, dense et chaud est conventionnellement posé comme étant  $t = 0$ . Lorsque l’on parle "d’âge de l’Univers", on se réfère souvent à cet instant comme origine. Selon cette référence, l’âge de l’Univers est de 13.8 milliards d’années [30].

**2) L’ère de Planck :** À cette époque, l’âge de l’Univers est inférieur à  $10^{-43}$  s. La physique actuelle ne permet pas encore d’appréhender cette phase dominée par la gravitation quantique. Bien que certains scénarios offrent une théorie quantique de la gravitation, aucune d’entre elles n’a à ce jour été validée par l’ensemble de la communauté scientifique et encore moins été vérifiée expérimentalement. Durant cette période de l’histoire de l’Univers, les quatre interactions fondamentales sont unifiées en une seule et même force. La théorie permettant de décrire cette force primordiale est appelée Théorie du Tout et la recherche du groupe de symétrie associé à cette théorie fait l’objet de très nombreuses recherches en physique fondamentale.

**3) L’ère de grande unification :** De  $t = 10^{-43}$  s à  $t = 10^{-36}$  s, la gravitation se découple des trois autres interactions fondamentales. L’un des grands objectifs de la physique fondamentale est d’élaborer une théorie de Grande Unification (GUT) qui permettrait d’unifier l’interaction faible, l’électromagnétisme et l’interaction forte en un seul et même formalisme.



**4) L'ère de l'inflation cosmique :** L'inflation est un modèle cosmologique inséré dans le modèle du Big Bang chaud afin de solutionner certaines difficultés que rencontre ce modèle [31, 32] : le problème de la platitude de l'Univers et le problème de l'horizon cosmique.

La mesure du paramètre de courbure implique que notre Univers est plat, constat difficile à expliquer sans faire intervenir un ajustement fin (fine-tuning) du paramètre  $\Omega_m$  dans les premiers instants de l'Univers. Ce dernier doit en effet valoir très précisément 1 pour garantir la courbure nulle observée aujourd'hui. C'est le problème de la platitude. Les ajustements fins ne sont pas appréciés en physique fondamentale. En effet, un ajustement fin suggère que certains paramètres et constantes étaient parfaitement ajustés afin de garantir la formation des grandes structures de notre Univers qui ont permis à la vie d'émerger sur Terre.

En plus du problème de la platitude survient le problème de l'horizon cosmique suite à l'observation de la température du fond diffus cosmologique. Cette dernière est en effet constante ( $\delta T/T = 10^{-5}$ ) à l'intérieur du volume d'Univers observable [33]. Cette mesure corrobore l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers. Or, au moment de la recombinaison, certaines régions de l'Univers sont causalement déconnectées, c'est-à-dire séparées par une distance supérieure au rayon de l'Univers observable, ce qui implique que même la lumière n'a pas eu le temps de parcourir la distance qui les sépare. Comment des régions causalement déconnectées, excluant donc tout transfert de matière ou de rayonnement, peuvent-elles être à ce point similaires? C'est le problème de l'horizon cosmique.

Le modèle de l'inflation permet de remédier à ces deux problèmes [32]. L'inflation constitue une des premières périodes de la vie de l'Univers après le Big Bang, et se caractérise par une phase d'expansion exponentielle de celui-ci. Ce modèle permet à l'Univers d'avoir été suffisamment petit à ces débuts pour permettre à deux régions diamétralement opposées de l'horizon cosmique d'interagir thermiquement et de garantir l'existence des similitudes que nous observons aujourd'hui entre elles. C'est ainsi que deux régions apparaissant causalement déconnectées aujourd'hui, ne l'ont pas toujours été si l'on considère la phase d'inflation. De plus, la courbure de l'Univers, initialement bien présente, aurait été diluée durant cette phase d'expansion exponentielle. De la même manière que la courbure de la terre ne peut être mesurée depuis son jardin, la courbure de notre Univers n'est pas décelable dans le volume causal d'Univers qui nous est accessible.

Il est important de noter à ce stade que d'autres modèles offrent des alternatives à l'inflation [34]. L'un de ces modèles est présenté au chapitre 3 et sera étudié dans le cadre de cette thèse de doctorat.

**5) Brisure de symétrie électrofaible :**  $10^{-12}$  s après le Big Bang, les bosons W et Z de l'interaction faible acquièrent une masse en interagissant avec le champ de Higgs. À ce stade, l'interaction électrofaible s'est découplée, donnant lieu aux interactions électromagnétique et faible. Les quatre interactions fondamentales apparaissent désormais telles que nous les connaissons aujourd'hui.

**6) L'époque des quarks :** Entre  $10^{-12}$  et  $10^{-6}$  s après le Big Bang, la matière apparaît comme un plasma chaud de quarks-gluons, un état de la matière où les quarks et les gluons sont libres et qui ne peut exister que dans des conditions de température très élevée. Dans un tel état, l'énergie des quarks est trop élevée pour garantir leur confinement et former les hadrons constitutifs de la matière usuelle. Cet état particulier de la matière peut aujourd'hui être reproduit dans certains accélérateurs de particules afin d'en étudier les propriétés.

**7) L'époque des hadrons :** 1  $\mu$ s après le Big Bang, la température décroît jusqu'à devenir suffisamment basse pour que les hadrons puissent se former. Les quarks se confinent pour former les baryons et les mésons. C'est à ce moment que naissent les nucléons, protons et neutrons, constituants futurs des noyaux atomiques.

**8) Nucléosynthèse primordiale [27] :** Entre 2 et 20 minutes après le Big Bang, les conditions de température et de pression rendent possible la fusion nucléaire pendant un court instant, permettant la formation des noyaux légers plus lourds qu'un proton, tels que les noyaux d'hélium, de deutérium et de lithium. Les noyaux plus lourds ne seront produits que bien plus tard dans l'histoire de l'Univers, dans les gigantesques fours cosmiques que sont les étoiles. L'Univers est alors rempli d'un plasma chaud d'électrons et

d'atomes ionisés.

**9) Recombinaison et découplage des photons [28, 29] :** C'est un moment clé dans l'histoire de l'Univers. 380 000 ans après le Big Bang, la température baisse suffisamment pour que les noyaux et les électrons se combinent pour former les premiers atomes neutres sous l'effet de l'interaction électromagnétique. Les photons, jusque là sans cesse diffusés par les électrons, sont enfin libres de parcourir l'Univers. Cette libération des photons conduit au premier rayonnement visible de l'Univers : le rayonnement fossile ou fond diffus cosmologique (CMB). Ce dernier a été prédit en 1948 par Ralph Alfer, Robert Herman et George Gamow [28, 29] et observé par hasard en 1964 par Arno Penzias et Robert Wilson [35].

**10) Formation des grandes structures :** La gravitation joue lentement mais sûrement son rôle et agrège les gaz et poussières de matière en des clusters qui deviendront ensuite les premières étoiles. L'Univers s'illumine de milliards de chandelles, qui petit à petit se regroupent pour former les premières galaxies et ainsi de suite jusqu'à la formation des superamas de galaxies que nous connaissons aujourd'hui.

### 1.1.5 Les composantes sombres

Deux nuages assombrissent le paysage de la physique moderne : la matière et l'énergie noires. Ces deux composantes sombres, de nature encore inconnue, tissent pourtant les plus grandes mailles de notre Univers, et sont à l'origine de la quête d'une nouvelle physique. La répartition relative des densités d'énergie de matière ordinaire, de matière noire et d'énergie sombre calculée à l'aide des résultats du satellite Planck [36] est montrée à la figure 1.3.

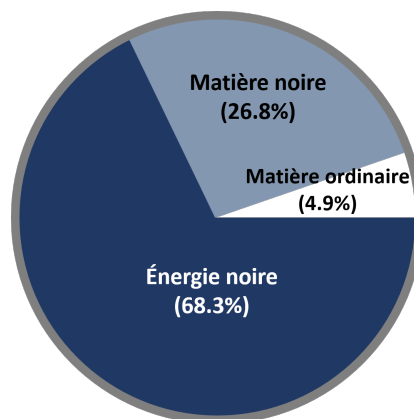


FIGURE 1.3 – Pourcentage relatif des différents constituants de l'Univers : matière ordinaire, matière noire et énergie sombre. Ce graphique est tiré des résultats de la collaboration Planck [36]. Il en résulte qu'il y a 5 fois plus de matière noire que de matière ordinaire (baryonique) et que les 3/4 de l'Univers sont constitués d'énergie noire.

#### La matière noire

Dans les années 70, l'astronome américaine Vera Rubin constate une anomalie dans la vitesse de rotation des étoiles de la galaxie d'Andromède [37]. Cette dernière est en effet bien plus élevée que celle attendue en considérant la masse lumineuse de la galaxie. Ces observations suggèrent l'existence d'une matière invisible de nature inconnue interagissant uniquement gravitationnellement avec la matière usuelle. Des premiers indices de l'existence d'une telle matière avaient été décelés en 1933 dans l'amas de Coma par l'astrophysicien Fred Zwicky [38]. La présence de cette composante invisible de l'Univers, nommée matière noire, est corroborée par l'observation et l'étude de la plupart des galaxies. De nombreuses hypo-

thèses sont alors formulées pour expliquer l'origine de cette matière invisible pour être ensuite confrontées aux observations astrophysiques. La figure 1.4 reprend certaines de ces hypothèses.



FIGURE 1.4 – Hypothèses concernant la nature de la matière noire. Certaines de ces hypothèses, comme celle des MACHO par exemple, sont aujourd'hui complètement écartées.

Aujourd'hui, aux vues des nombreuses observations [39, 33, 40], c'est la matière noire non baryonique froide qui est retenue comme piste privilégiée, d'où le nom du modèle standard de la cosmologie  $\Lambda$ CDM, pour Cold Dark Matter (CDM).

### L'énergie noire

Dans les années 90, un des enjeux majeurs de la cosmologie était de mesurer précisément le paramètre de décélération de l'Univers. Une décélération était en effet attendue suite à l'attraction gravitationnelle entre les galaxies, supposée freiner l'accélération de l'Univers. En 1998, deux équipes de chercheurs s'étant lancées dans l'observation des supernovae de type 1a afin de mesurer ce facteur de décélération remettent leurs conclusions : l'expansion ne décélère pas, au contraire elle accélère [9, 10]. L'énergie qui induit cette accélération est appelée énergie sombre et sa nature reste encore mystérieuse à l'heure actuelle. La constante cosmologique constitue un candidat naturel d'énergie noire. Cette dernière fait donc son grand retour dans les équations d'Einstein, d'où le " $\Lambda$ " du modèle cosmologique standard  $\Lambda$ CDM. La valeur de la constante cosmologique a pu être mesurée précisément grâce aux dernières données collectées par le satellite Planck :  $\Omega_\Lambda = 0.76$  et  $\Lambda = 10^{-52} m^{-2}$ . Son origine physique demeure néanmoins mal comprise [41]. Il en résulte que de nombreux autres candidats de matière noire sont étudiés afin d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers.

#### 1.1.6 Des questions encore sans réponse

Le modèle standard de la cosmologie comporte encore de nombreuses questions laissées sans réponse à ce jour. En voici certaines :

- L'interprétation physique de la constante cosmologique  $\Lambda$  demeure à ce jour en suspend. A-t-elle une interprétation physique dans le cadre du modèle standard des particules ou est-elle juste une constante fondamentale, au même titre que la constante de Newton  $G$  à ceci près qu'il s'agit d'une constante additive? Son interprétation à l'échelle microscopique comme une manifestation de l'énergie du vide devrait donner une valeur  $10^{120}$  fois plus élevée que la valeur mesurée expérimentalement. Un autre processus physique devrait donc intervenir dans l'Univers afin de contrebalancer l'énergie du vide et expliquer la valeur de la constante cosmologique observée aujourd'hui.

- La domination de la matière sur l'antimatière n'est pas encore bien comprise de nos jours, bien que certains processus physiques permettent d'offrir des pistes. En 1967, le physicien russe Andrei Sakharov établit trois conditions nécessaires pour obtenir une asymétrie entre la matière et l'antimatière [42]. Parmi

ces trois conditions, une violation de la symétrie discrète CP (pour conjugaison de charge et parité) pourrait mener à un tel déséquilibre [42]. L'époque de l'histoire de l'Univers qui a donné lieu à l'asymétrie matière-antimatière est connue sous le nom de baryogenèse.

- L'inflation cosmique a dû générer des ondes gravitationnelles primordiales. La détection de ces dernières serait une preuve indirecte de la validité du modèle inflationnaire. De plus, l'inflation est supposée avoir été entraînée par un champ scalaire. Or, l'inflaton, pendant du boson de Brout-Englert-Higgs pour ce champ scalaire, n'a à ce jour pas encore été détecté. Cette mesure constituerait une preuve directe de l'existence de cette phase inflationnaire de l'Univers.

- Aucun candidat de matière noire n'a à ce jour été détecté. À ce jour, bien que de nombreuses hypothèses existent, son origine demeure encore un mystère, bien que son origine non baryonique soit préférée.

Les deux derniers points soulevés ici nécessitent de considérer le pont qui existe entre la cosmologie, qui étudie l'Univers aux grandes échelles et la physique des particules, qui sonde l'Univers à l'échelle microscopique. Si la matière noire est bien une particule, comme de nombreuses observations le suggèrent, c'est au modèle standard des particules qu'il faut s'intéresser.

## 1.2 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard de la physique des particules (SM) constitue la description actuelle la plus avancée pour décrire les particules subatomiques et trois des quatre interactions fondamentales de la Nature : la force électromagnétique, la force nucléaire faible et la force nucléaire forte.

Ce modèle compte à ce jour de très nombreuses vérifications expérimentales et a permis de prédire l'existence de plusieurs particules, aujourd'hui découvertes. La dernière en date, considérée par certains comme la clé de voûte de la physique moderne, le boson de Brout-Englert-Higgs [43, 44], a été découverte en 2012 au Large Hadron Collider (LHC) à Genève en Suisse par les détecteurs ATLAS et CMS [45, 46].

Le modèle standard des particules repose sur une théorie quantique relativiste du champ et fait intervenir la théorie des groupes pour décrire chacune des interactions.

Ce chapitre est inspiré des références suivantes : [3, 47, 48].

### 1.2.1 Une théorie relativiste du champ

En théorie quantique du champ, un système est décrit à partir d'une densité lagrangienne  $\mathcal{L}(\phi_i(x), \partial\phi_i(x))$ , fonction des champs  $\phi_i$  qui agissent sur le système et de leurs dérivées premières par rapport aux coordonnées d'espace-temps notées par l'indice  $\mu$ . La dynamique du système est ensuite décrite par l'action :

$$S[\phi] = \int d^4x \mathcal{L}(\phi_i(x), \partial\phi_i(x)). \quad (1.9)$$

L'application du principe de moindre action conduit aux équations du mouvement du champ, appelées équations d'Euler-Lagrange généralisées :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} = 0. \quad (1.10)$$

Un lagrangien peut comporter différents types de termes : des termes cinétiques, quadratiques par rapport à la dérivée du champ, des termes de masse qui sont quadratiques par rapport au champ et ne comportent aucune dérivée par rapport à ce champ et des termes d'interactions qui mettent en jeu plusieurs champs différents, avec ou sans dérivées.

Tout comme en relativité générale, décrite à la section 1.1.1, où l'action d'Einstein-Hilbert 1.4 est construite pour être covariante sous transformations générales de coordonnées, l'action décrivant les interactions fondamentales décrites par la théorie des champs est également covariante sous certaines

transformations de coordonnées. Cela impose des conditions sur la forme de la densité lagrangienne choisie pour décrire une interaction. Ces symétries appartiennent à des groupes de symétrie bien particuliers. Le modèle standard des particules repose donc sur une connexion étroite entre la théorie du champ et la théorie des groupes.

### 1.2.2 Les interactions fondamentales

Quatre interactions fondamentales permettent de décrire la Nature. Le tableau 1.1 reprend certaines des caractéristiques de ces interactions, comme leur portée, les particules d'échange qui leur sont associées (appelées bosons vecteurs), leur charge associée et leur intensité relative par rapport à la force nucléaire forte.

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques des 4 interactions fondamentales. Le médiateur de l'interaction gravitationnelle, le graviton, est toujours hypothétique. L'intensité de la force nucléaire forte est prise comme référence et posée égale à 1.

Interaction	Médiateurs	Portée (m)	Charge associée	Intensité relative
Forte	8 gluons	$10^{-15}$	Charge de couleur	1
Électromagnétisme	Photon	Infinie	Charge électrique	$10^{-2}$
Faible	Bosons $W^+$ , $W^-$ et $Z^0$	$10^{-17}$	Isospin faible	$10^{-14}$
Gravitationnelle	Graviton	Infinie	Masse	$10^{-39}$

Le modèle standard permet de décrire trois de ces quatre interactions : la force nucléaire forte, la force électromagnétique et la force nucléaire faible. La gravitation ne fait à ce jour pas partie du modèle standard de la physique des particules. Cela s'explique par le fait que la gravitation ne peut être décrite par une théorie de jauge, le graviton étant un boson de spin 2.

#### La force électromagnétique

L'électromagnétisme met en jeu des particules électriquement chargées. Elle est à l'origine des courants électriques, des champs électriques et magnétiques. Elle joue un rôle essentiel en physique atomique où elle assure la formation des atomes neutres et en chimie et physique des matériaux où elle est responsable des interactions entre atomes et molécules. Les ondes électromagnétiques sont également une manifestation de cette interaction.

La particule médiatrice de l'électromagnétisme est le photon, un boson neutre de masse nulle et de spin 1. Son médiateur étant de masse nulle, la portée de l'interaction électromagnétique est infinie.

#### La force nucléaire faible

La force nucléaire faible est responsable de certaines désintégrations nucléaires. Elle explique notamment les désintégrations  $\beta^-$  et  $\beta^+$ . Elle met en jeu des particules possédant une charge faible, l'équivalent pour l'interaction faible de la charge électrique dans le cas de l'électromagnétisme, c'est-à-dire des particules qui changent de saveur, comme les quarks ou les neutrinos.

Les particules d'échange de cette interaction sont les 3 bosons intermédiaires de spin 1  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$ . Les bosons faibles étant massifs, la portée de l'interaction faible n'est pas infinie mais de  $10^{-17}$  m.

#### La force nucléaire forte

Comme son nom l'indique, la force nucléaire forte est la plus intense des quatre interactions fondamentales. Elle assure la cohésion des noyaux atomiques et garantit donc la formation des hadrons, particules subatomiques constituées de quarks. L'interaction forte met en jeu des particules possédant une charge de couleur, comme les quarks et les gluons. La charge colorée peut prendre trois valeurs : "rouge", "verte" ou "bleu". Les antiquarks portent quant à eux une charge d'anticouleur. Les gluons, bosons de spin 1 au nombre de 8, sont les messagers de l'interaction forte. Ces derniers sont de masse nulle et portent à

la fois une charge de couleur et d'anticouleur. Ce sont les seuls messagers à porter la charge responsable de l'interaction qu'ils véhiculent.

Les gluons étant de masse nulle, on s'attend à ce que la portée de l'interaction forte soit infinie. C'est sans compter sur le fait que les gluons possèdent une particularité qui les distingue fortement des messagers des interactions électromagnétique et faible : ils portent une charge de couleur et une charge d'anticouleur. Il en résulte que les gluons interagissent aussi bien entre eux qu'avec les quarks. L'intensité de la force nucléaire forte s'avère, en conséquence, augmenter avec la distance. Lorsque les quarks s'éloignent les uns des autres, la force tend à les ramener les uns vers les autres d'autant plus intensément que leur distance croît. Ce phénomène est appelé le confinement des quarks. Ces derniers peuvent néanmoins être observés indirectement par des mesures de diffusion profondément inélastique, ce qui a notamment permis de mettre en évidence leur existence en 1968 [49]. La portée pratique de l'interaction forte se réduit alors à l'échelle du noyau atomique :  $10^{-15}m$ . Les quarks ne peuvent donc être isolés et n'existent que sous la forme d'un assemblage de plusieurs quarks : les hadrons. On les retrouve alors sous la forme de paires quark/antiquark, appelés mésons, ou de triplet de quarks ou d'antiquarks, nommés baryons. Les hadrons ne portent pas de charge de couleur. En effet, les quarks qui forment les mésons portent respectivement une charge de couleur et d'anticouleur, il en résulte donc un mélange incolore; quant aux quarks qui forment les baryons, ils portent chacun une couleur différente - "bleue", "rouge" et "verte" - l'assemblage de ces trois couleurs donne donc une charge de couleur neutre, ou "blanche".

L'étude des interactions quarks-gluons constitue le domaine de la chromodynamique quantique, qui tire son nom des charges de couleur portées par ceux-ci.

### 1.2.3 Une théorie de jauge

De même que la relativité générale est construite pour être invariante sous transformation générale de coordonnées, le lagrangien du Modèle Standard de la physique des particules est construit pour être invariant sous transformations de jauge, c'est-à-dire sous transformations locales de coordonnées. Ceci implique l'existence de bosons dits de "jauge" qui véhiculent les interactions. De même, le respect d'une symétrie de jauge entraîne automatiquement la conservation d'une charge en raison du théorème de Noether [50]. Ainsi, une transformation associée au groupe de jauge  $SU(N)$  d'une fonction d'onde  $\Phi$  quelconque, se définit au moyen d'une transformation unitaire :

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i \sum_i b_i \alpha_i} \Phi, \quad (1.11)$$

où l'indice  $i$  court de 1 à  $N^2 - 1$ , les  $b_i$  sont des matrices  $N \times N$  qui représentent les générateurs du groupe de jauge, et les  $\alpha_i$  sont des fonctions arbitraires qui dépendent des coordonnées d'espace-temps. Rendre invariant le lagrangien du champ  $\Phi$  sous transformation de jauge locale est une exigence supplémentaire qui nécessite d'introduire de nouveaux champs : les champs de jauge, auxquels sont associés les bosons de jauge, particules de spin 1. Imposer l'invariance locale de jauge implique donc que les particules ne soient plus libres, il en résulte donc la naissance d'interactions fondamentales. Imposer une invariance locale de jauge contraint également les types de termes autorisés dans le lagrangien. Par exemple, les termes de masse des bosons intermédiaires ne sont pas invariants de jauge, ils brisent ainsi explicitement la symétrie de jauge. Il en résulte que les bosons de jauge, médiateurs des interactions fondamentales résultant de l'invariance de jauge locale, doivent être de masse nulle. Nous verrons un peu plus loin qu'il est possible de leur attribuer une masse grâce au le mécanisme de Brout-Englert-Higgs.

La description mathématique des interactions fondamentales s'effectue au moyen de la théorie des groupes. À ce titre, les interactions fondamentales du modèle standard sont invariantes sous les transformations de certains groupes de Lie. Les groupes de Lie sont des groupes dotés d'une structure de variété différentielle. Cette description des interactions en termes de groupes de symétrie est née du constat que les particules élémentaires pouvaient se classer de manière ordonnée en fonction de certaines de leurs caractéristiques. Par exemple, comme introduit plus loin, les fermions de chiralité gauche peuvent en effet

se classer sous forme de doublets d'isospin faible.

Le groupe de jauge du Modèle Standard est le groupe :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \quad (1.12)$$

Ainsi, la chromodynamique quantique, théorie de l'interaction forte, est basée sur une invariance sous les transformations du groupe  $SU(3)$ , groupe spécial unitaire de dimension 3. Ce dernier permet de décrire les trois couleurs des quarks, c'est pourquoi ce groupe est souvent appelé groupe de couleur, d'où l'indice C. Le groupe  $SU(3)$  comporte 8 générateurs : ce sont les bosons de jauge de l'interaction forte, c'est-à-dire les 8 gluons. Les leptons sont représentés dans ce contexte par des singulets non couplés aux bosons de jauge, car ils ne portent pas de charge de couleur et ne sont donc pas soumis à l'interaction forte. Les quarks sont quant à eux représentés par des triplets, dont chacun des éléments porte une charge de couleur différente. Le groupe  $SU(3)_C$  peut être représenté par 8 matrices hermitiennes  $3 \times 3$  linéairement indépendantes et de trace nulle, appelées matrices de Gell-Mann et notées  $\lambda^a$ ,  $a = 1, \dots, 8$  qui correspondent aux matrices  $b_i$  de l'équation 1.11. Le groupe  $SU(3)$  étant non-abélien, ces dernières n'anticommutent pas et un ensemble de constantes de structure leur est associé. Notons également que la quantité conservée dans le cas de l'interaction forte est la charge de couleur.

L'interaction faible peut être décrite à l'aide du groupe spécial unitaire de dimension 2,  $SU(2)$ . Ce dernier possède trois générateurs, représentés par des matrices hermitiennes  $2 \times 2$ , qui sont les matrices de Pauli et est également non-abélien, ce qui en fait une théorie de Yang-Mills, tout comme l'interaction forte. L'interaction faible viole la symétrie discrète de parité : elle ne concerne que les fermions de chiralité gauche (L) (et les anti-fermions de chiralité droite), d'où la notation  $SU(2)_L$ . Les états des particules de chiralité droite constituent des singulets de  $SU(2)$ . La grandeur conservée dans le cas de l'interaction faible est l'isospin faible.

L'interaction faible et l'interaction électromagnétique ont été réunies en une seule théorie construite par Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg dans les années 60 [51, 52, 53], appelée théorie électrofaible, qui combine les propriétés des deux interactions via les groupes de Lie  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$ . Les charges conservées dans le cadre du groupe électrofaible  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  sont l'hypercharge faible Y (d'où l'indice Y sous le groupe  $U(1)$ ) et l'isospin faible  $T_3$ . L'hypercharge est une combinaison de la charge électrique Q et de l'isospin faible  $T_3$  via la relation suivante :

$$Y = 2(Q - T_3). \quad (1.13)$$

Cependant, la théorie électrofaible n'est pas une théorie unifiée au sens strict du terme, puisqu'elle fait état de deux constantes de couplage et non une seule. Nous verrons un peu plus loin qu'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie permet d'introduire des termes de masse pour les bosons intermédiaires, tout en laissant le photon sans masse et en assurant la conservation de la charge électrique Q.

Il est important de noter que le groupe de jauge du modèle standard (1.12) constitue une théorie de Yang-Mills (non-abélienne), car basé sur des groupes  $SU(N)$ , et est par conséquent renormalisable. La relativité générale ne possède pas une telle propriété, c'est entre autres pourquoi elle ne fait à ce jour pas partie du Modèle Standard.

#### 1.2.4 Classification des particules élémentaires

La figure 1.5 présente les particules élémentaires du modèle standard de la physique des particules. Parmi les particules qui composent la matière usuelle, on retrouve des fermions de spin 1/2 : les quarks qui possèdent une charge fractionnaire et les leptons, de charge entière (électron, muon, tau) ou nulle (neutrino). Les interactions sont véhiculées par des échanges de bosons de jauge. On y retrouve le photon pour l'électromagnétisme, les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  pour l'interaction faible et les 8 gluons de l'interaction forte. Le modèle standard ne permet d'expliquer la masse des trois bosons faibles qu'en introduisant une

nouvelle particule élémentaire : le boson de Brout-Englert-Higgs, associé à la présence d'un champ scalaire dans lequel baigne tout l'Univers. Il s'agit d'une particule neutre de spin 0 associé à une masse de  $125 \text{ GeV}/c^2$ . Ce boson scalaire, qui permet indirectement de donner leur masse aux particules connues, fut prédit en 1964 par François Englert, Robert Brout et par Peter Higgs [43, 44] et découvert au Grand Collisionneur de Hadron (LHC-Large Hadron Collider) le 4 juillet 2012 [45, 46].

Les particules fondamentales de matière du modèle standard sont représentées par 12 fermions : 6 quarks et 6 leptons (électron, muon ou tau accompagnés du neutrino qui leur est associé). Ces fermions peuvent se grouper en trois générations, chacune composée de deux quarks et de deux leptons. À cela s'ajoutent les antiparticules de ces fermions, c'est-à-dire des particules de masses identiques, mais de charges opposées. Les quarks existent sous la forme de 6 saveurs (up, down, charm, strange, top et bottom) en fonction de leur masse et de leur nombre quantique d'isospin faible  $T_3$ . Les quarks portent également une charge colorée  $C$ , et les antiquark une anticharge colorée  $\bar{C}$ . Les leptons, quant à eux, ne possèdent pas de charge de couleur, mais existent également sous la forme de six saveurs différentes. La figure 1.5 reprend les différentes particules fondamentales ainsi que leur classification et les interactions fondamentales auxquelles elles sont soumises.

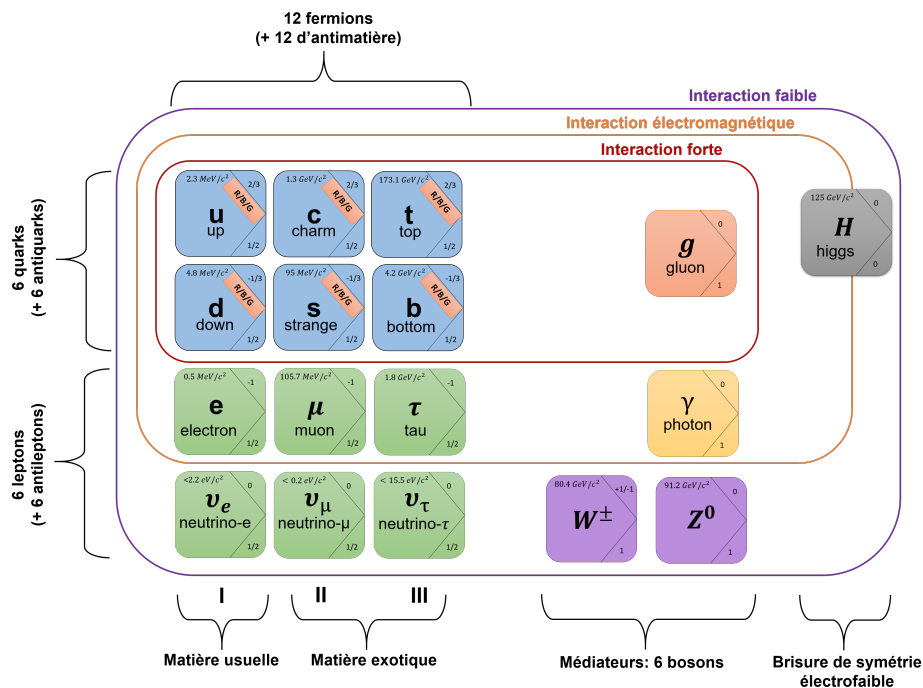


FIGURE 1.5 – Classification des particules élémentaires du Modèle Standard de la physique des particules.

Les fermions sont caractérisés par plusieurs grandeurs quantiques : la charge électrique  $Q$ , liée à l'interaction électromagnétique, l'isospin faible  $T_3$  associé à l'interaction faible, l'hypercharge  $Y$  reliée à l'interaction forte et enfin une chiralité gauche  $L$  ou droite  $R$ . Le tableau 1.2 donne les valeurs de ces nombres quantiques pour la première famille de fermion qui sont identiques pour les deux autres familles.

Notons à ce stade que l'isospin faible est nul pour les particules de chiralité droite. Elles sont donc représentées sous forme de singulets :  $u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R, e_R^-, \nu_R^-, \tau_R^-$ . Les particules de chiralité gauche peuvent quant à elles être groupées sous forme de doublets d'isospin faible :  $(u, d), (c, s), (t, b), (e^-, \mu_e), (\nu^-, \mu_\nu), (\tau^-, \mu_\tau)$ . Les neutrinos droits ont été délibérément ignorés. En effet, la Nature ne semble pas contenir de neutrinos droits. Ces derniers n'ont en effet jamais été détectés expérimentalement. Du fait de la valeur nulle de leur isospin faible, les particules de chiralité droite ne sont pas soumises à l'interaction faible. C'est pourquoi cette dernière est représentée par le groupe de symétrie  $SU(2)_L$ , où  $L$  signifie gauche.



TABEAU 1.2 – Valeurs des nombres quantiques associés à la première famille de fermion : charge Q, isospin faible  $T_3$ , hypercharge Y et chiralité L ou R.

	$u_L$	$d_L$	$u_R$	$d_R$	$\nu_L$	$e_L$	$e_R$
Q	2/3	-1/3	2/3	-1/3	0	-1	-1
$T_3$	1/2	-1/2	0	0	+1/2	-1/2	0
Y	1/6	1/6	4/3	-2/3	-1/2	-1/2	-2

L'interaction faible obéit à une théorie chirale, c'est-à-dire qu'elle ne concerne que les particules associées à une chiralité particulière.

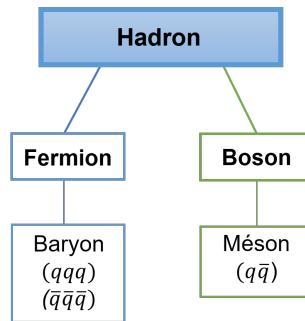


FIGURE 1.6 – Formation des hadrons, particules composites formées de quarks.

### 1.2.5 Lagrangien du modèle standard des particules

Le Lagrangien du Modèle Standard de la physique des particules se scinde en plusieurs contributions :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{MS}} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (1.14)$$

où  $\mathcal{L}_{jauge}$  contient les termes cinétiques et de self-interactions des bosons de jauge du modèle standard,  $\mathcal{L}_{fermion}$  décrit tous les termes cinétiques des fermions ainsi que leurs interactions avec les bosons de jauge,  $\mathcal{L}_{Higgs}$  reprend les termes cinétiques, de self-interactions et d'interactions entre les bosons de jauge et le boson scalaire de Brout-Englert-Higgs et enfin  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  décrit les interactions entre le boson de Higgs et les particules fondamentales de matière, c'est-à-dire les quarks et les leptons.

À ce stade, les leptons n'ont pas de termes de masse et les doublets de quarks de  $SU(2)_L$  ont la même masse. Cela signifie par exemple qu'un électron est de masse nulle et que les quarks up et down ont la même masse, ce qui expérimentalement n'est pas le cas. La symétrie  $SU(2)_L$  doit donc être brisée. Intéressons-nous donc maintenant à un mécanisme, appelé brisure spontanée de symétrie, qui permet de réécrire le groupe de symétrie du modèle standard comme :

$$U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C \rightarrow U(1)_Q \otimes SU(3)_C \quad (1.15)$$

Ce mécanisme permet de briser la symétrie  $SU(2)_L$ , attribuant ainsi aux bosons faibles  $W^\pm$  et  $Z^0$  une masse et laissant la masse du photon nulle. Ce mécanisme en particulier, faisant intervenir un champ scalaire complexe, est appelé mécanisme de Brout-Englert-Higgs [43, 44] et s'exprime via le lagrangien  $\mathcal{L}_{Higgs}$  de l'équation 1.14. C'est donc par le mécanisme de Brout-Englert-Higgs que les trois bosons faibles acquièrent une masse et que le photon reste de masse nulle. Indirectement, le boson de Higgs permet également aux fermions d'acquérir une masse. En effet, jusqu'ici, il a été impossible de construire

un terme de masse qui soit invariant de jauge. Notons qu'en même temps, la théorie ne serait plus renormalisable, ce qui n'est évidemment pas acceptable. Les fermions acquièrent également une masse grâce à leur interaction avec le boson de Higgs  $h$  au travers un couplage de Yukawa, décrit par  $\mathcal{L}_{Yukawa}$ . Ce type de couplage est le plus général qui puisse être introduit dans le lagrangien du modèle standard tout en garantissant son invariance de jauge et son caractère renormalisable. Les quarks et les leptons, non massifs avant la brisure de symétrie électrofaible, se voient donc attribuer des termes de masse suite à leur couplage avec le champ de Higgs.

La mesure des produits de désintégration du boson de Higgs est l'une des plus grandes découvertes du XXI siècle et a terminé de projeter le Modèle Standard des particules dans les sphères des plus grands succès théoriques jamais accompli.

### 1.2.6 Un modèle incomplet

Le modèle standard de la physique des particules comporte de nombreuses zones d'ombres. En voici quelques-unes :

- Il existe des problèmes de hiérarchie dans le modèle standard. Notamment, le modèle standard ne permet pas d'expliquer pourquoi il doit exister un tel écart entre la masse du boson de Higgs (125 GeV) et l'échelle de Planck ( $10^{19}$  GeV). Autrement dit, pourquoi existe-t-il 19 ordres de grandeur entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck?

- Le Modèle Standard n'introduit pas de candidat pour la matière noire. Aux vues des nombreuses observations cosmologiques, il en résulterait que ce modèle est incomplet.

- L'oscillation de saveur des neutrinos implique que ceux-ci sont massifs. Or, le modèle standard prédit une masse nulle pour les neutrinos. En effet, aucun neutrino droit n'a à ce jour été expérimentalement observé. Cela implique que les neutrinos ne peuvent posséder de terme de masse dans le lagrangien du Modèle Standard. La raison pour laquelle les neutrinos droits ne sont pas observés demeure encore un mystère.

- À ce jour, l'asymétrie baryonique de l'Univers n'est pas comprise. Afin de l'expliquer, il est nécessaire de découvrir davantage de processus entraînant une violation de la symétrie CP.

- La chromodynamique quantique autorise une violation de la symétrie CP. Or, aucune violation de ce type n'a été observée expérimentalement. Cet ajustement fin est connu sous le nom de problème CP fort.

- Le Modèle Standard montre que les trois constantes de couplage  $g_1$ ,  $g_2$  et  $g_3$  semblent converger dans une même région pour une énergie appelée Énergie de Grande Unification (GUT) égale à  $10^{16}$  GeV. Dans l'idée d'une théorie unifiée de la physique, ces trois constantes devraient converger en un même point. L'étude de l'évolution de ces constantes de couplage dans le cadre du modèle standard ne permet pas de parvenir à un tel résultat, ce qui laisse présager de l'existence d'une théorie plus complète.

- Le modèle standard ne comprend pas de théorie quantique de la gravitation. Cette dernière ne peut donc être unifiée aux trois autres interactions.

Tout comme la gravitation universelle représente une limite en champ faible de la relativité restreinte, le modèle standard ne pourrait bien être qu'une théorie effective, c'est-à-dire la limite à basse énergie d'une théorie bien plus vaste!

## 1.3 Physique au-delà des modèles standards

Comme exposé dans les sections 1.1.6 et 1.2.6, les modèles standards de la cosmologique et de la physique des particules, bien que robustes, présentent certaines lacunes. L'une des ambitions de la physique fondamentale moderne est donc de remédier à ces manquements. Pour cela, il faut partir à la recherche d'une nouvelle physique, appelée physique au-delà des modèles standards. Pour ce faire, de nombreuses pistes sont explorées depuis des décennies. Cette section vise à présenter très succinctement certaines de ces théories [54, 55] et ne prétend pas les citer toutes, tant ce domaine de la physique est vaste et varié.

La figure 1.7 résume quelques voies en cours d'investigation à ce jour et les problèmes qu'ils adressent. La figure 1.7 présente deux classes de modèle : ceux qui recherchent l'existence de nouvelles particules [54, 55, 56, 57, 58, 59, 60] et ceux qui étudient des modifications du formalisme qui décrit la gravitation [54, 55, 61].

	Nouvelle physique							
	Nouvelles particules				Gravité modifiée			
	SUSY	Axion	$\nu$ stérile	Matière miroir	5 <sup>ème</sup> force		Dimensions supplémentaires	
					Caméléon	Quintessence	Monde branaire	Théorie des cordes
H hiérarchie	✓			✓			✓	✓
Violation CP		✓	✓	✓			✓	✓
Problème CP fort		✓					✓	✓
$\nu$			✓	✓			✓	✓
GUT	✓							✓
Matière noire	✓	✓	✓	✓	✓		✓	✓
Énergie sombre					✓	✓	✓	✓

FIGURE 1.7 – Quelques pistes de physique au-delà des modèles standards de la cosmologie et de la physique des particules, ainsi que les problèmes qu'ils adressent. Les lacunes reprises dans ce tableau sont de haut en bas : le problème de hiérarchie, la violation CP de l'interaction faible, le problème CP fort, les problèmes associés aux neutrinos (leur faible masse ainsi que leur chiralité uniquement gauche), l'unification des forces (Théories de Grande Unification, GUT), la matière noire et l'énergie sombre.

Dans les différentes extensions existantes du Modèle Standard de la physique des particules, on retrouve l'addition de particules hypothétiques, comme les partenaires supersymétriques, les axions, les neutrinos stériles ou encore les particules miroir. La supersymétrie suppose l'existence d'une nouvelle symétrie dans la nature, qui à chaque fermion associe un boson. À ce titre, tous les fermions élémentaires du Modèle Standard de la physique des particules doivent avoir un partenaire supersymétrique dont le spin diffère d'une demie-unité. Par exemple, à l'électron est associé un superpartenaire de spin 0, appelé le sélectron. Si cette nouvelle symétrie existe bel et bien, elle pourrait résoudre le problème de hiérarchie et offrir une théorie quantique de la gravitation. De plus, les particules supersymétriques sont des candidats de matière noire. L'axion est quant à elle une particule scalaire, neutre et de faible masse, historiquement introduit pour résoudre le problème de symétrie CP fort, tout en fournissant une explication à l'asymétrie baryonique de l'Univers. Elle constitue également un candidat matière noire naturel. Le neutrino stérile est un quatrième neutrino de chiralité droite qui n'interagit que via l'interaction gravitationnelle, qui permettrait d'expliquer la faible masse des neutrinos. La matière miroir a finalement été introduite pour restaurer la symétrie de parité de l'interaction faible, comme discuté dans le chapitre suivant.

De nombreuses théories s'emploient plutôt à modifier la relativité générale d'Einstein. Parmi ces théories, on retrouve celles qui supposent l'existence de dimensions supplémentaires à l'espace-temps usuel à 3+1 dimensions, comme la théorie des cordes ou les modèles d'Univers branaires, tous les deux décrits plus en détail dans le chapitre suivant. Certaines font quant à elle état de l'existence de nouveaux champs qui doivent être pris en compte pour traiter la gravitation, comme les champs caméléon et de quintessence. Ces derniers constituent des théories  $f(R)$  de la gravitation, dans lesquelles l'action d'Einstein-Hilbert 1.4 dépend d'une fonction générale du tenseur de Ricci  $R$ . Le caméléon est un champ scalaire qui agit comme une cinquième force. Ce champ a la particularité d'avoir une intensité variable en fonction de la densité d'énergie qui l'entoure. C'est ainsi qu'il est imperceptible à l'échelle d'un système solaire ou d'une galaxie : on parle de mécanisme d'écrantage. En revanche, à l'échelle de l'Univers, où la densité d'énergie est très faible, son influence se fait ressentir au point d'entraîner l'accélération de l'expansion de l'Univers. La quintessence est quant à elle un champ scalaire exerçant une pression négative dans l'Uni-

vers, de même que la constante cosmologique  $\Lambda$ . Ce champ pourrait être responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers, tout en se distinguant de l'effet d'une constante cosmologique. Notons que nombre de ces théories impliquent également l'existence de nouvelles particules. Par exemple, l'existence de nouveaux bosons scalaires résulte de modèles incluant un champ scalaire supplémentaire. Les théories à dimensions supplémentaires induisent quant à elles des tours d'états de Kaluza-Klein, c'est-à-dire un ensemble de particules additionnelles dont les masses sont déterminées par certains paramètres associés à ces théories.

Cette thèse de doctorat est consacrée à une classe particulière de modèles au-delà des modèles standards : Les théories à secteurs cachés. Ces dernières sont associées à l'existence d'Univers branaires ou de matière miroir et font l'objet du chapitre suivant de ce manuscrit.

## Références

- [1] Michael S. Turner. Cosmology : standard and inflationary. *ECONF C940808 (1994) 001*. [12](#)
- [2] Peter Coles and Francesco Lucchin. Cosmologie, the origin and evolution of cosmic structure. *John Wiley & sons, LTD, second edition, 2002*. [12](#)
- [3] Patrick Peter and Jean-Philippe Uzan. Cosmologie primordiale. *Édition Belin 2005*. [12](#), [19](#)
- [4] Viatcheslav Mukhanov. Physical foundations of cosmology. *Cambridge University Press, 2005*. [12](#)
- [5] M. P. Hobson, G. P. Efstathiou and A. N. Lasenby. General relativity, an introduction for physicists. *Cambridge University Press, 2006*. [12](#)
- [6] David Tong. Cosmology, University of Cambridge Part II Mathematical Tripos, 2019. [12](#)
- [7] Albert Einstein. The field equations of gravitation. *Sitzungsber 44, p. 778, and 46, p.799 (1915)*. [12](#)
- [8] Albert Einstein. Kosmologische betrachtungen zur allgemeinen relativitätstheorie. *Sitzungsberichte 142-152 (1917)*. [12](#)
- [9] S. Perlmutter, et al. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *ApJ 517 (1999) 565-586*. [13](#), [18](#)
- [10] Adam G. Riess, et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *ApJ 116 (1998) 1009-1038*. [13](#), [18](#)
- [11] Estelle Asmodelle. Tests of general relativity : a review. *Dissertation for B.Sc. (Hons.) AA3050 in Astronomy, VSASTR513, 2017, arXiv :1705.04397*. [13](#)
- [12] R.A. Hulse and J.H. Taylor. Discovery of a pulsar in a binary system. *ApJ 195 (1975) L51-L53*. [13](#)
- [13] Th. Damour and J.H Taylor. On the orbital period change of the binary pulsar PSR 1913+16. *ApJ 366 (1991) 501*. [13](#)
- [14] Abbott et al. *Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 061102*. [13](#)
- [15] Hinshaw, et al. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations : data processing, sky maps, and basic results. *Astrophys. J. Suppl. 180 (2009) 225-245*. [13](#)
- [16] Planck Collaboration, Y. Akrami, et al. Planck 2018 results VII, Isotropy and statistics of the CMB. *A&A 641 (2020) A7*. [13](#)
- [17] A. Friedman. Über die krümmung des raumes. *Z. Physik 10 (1922) 377-386*. [14](#)

- [18] A. Friedman. Über die möglichkeit einer welt mit konstanter negativer krümmung des raumes. *Z. Physik* 21 (1924) 326–332. [14](#)
- [19] Abbé G. Lemaître. Un univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Ann Soc Scientifique Bruxelles* 47 (1927) 49–59. [14](#)
- [20] Abbé G. Lemaître. L'univers en expansion. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles* A53, 51 (1933). [14](#)
- [21] H. P. Robertson. Kinematics and world-structure. *ApJ* 82 (1936) 284. [14](#)
- [22] H. P. Robertson. Kinematics and world-structure II. *ApJ* 83 (1936) 187. [14](#)
- [23] H. P. Robertson. Kinematics and world-structure III. *ApJ* 83 (1936) 257. [14](#)
- [24] A. G. Walker. On milne's theory of world-structure. *Proceedings of the London Mathematical Society* s2-42 1 90-127. [14](#)
- [25] E. Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *PNAC* 15(3) (1929) 168–173. [14](#)
- [26] John Soltis et al. The parallax of  $\omega$  centauri measured from gaia EDR3 and a direct, geometric calibration of the tip of the red giant branch and the hubble constant. *ApJL* 908 (2021) L5. [14](#)
- [27] R.A Alpher, H. Bethe and G. Gamow. The origin of chemical elements. *ApJ* 396 (1992) L1. [15](#), [16](#)
- [28] G. Gamow. The evolution of the universe. *Nature* 162 (1948) 680. [15](#), [17](#)
- [29] R. A. Alpher and R. Herman. Evolution of the universe. *Nature* 162 (1948) 774. [15](#), [17](#)
- [30] Planck Collaboration, P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. cosmological parameters. *A&A* 594 (2016) A13. [15](#)
- [31] R. Brout, F. Englert, E. Gunzig. The creation of the universe as a quantum phenomenon. *Ann. Phys.* 115 (1978) 78. [16](#)
- [32] A. Guth. Inflationary universe : a possible solution to the horizon and flatness problems. *Nature* 162 (1948) 774. [16](#)
- [33] G. F. Smoot, et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *ApJ* 396 (1992) L1. [16](#), [18](#)
- [34] R. H. Brandenberger. Beyond standard inflationary cosmology. *Cambridge University Press* (2020) 79-104. [16](#)
- [35] A. Penzias and R. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *ApJ* 142 (1965) L419. [17](#)
- [36] Planck Collaboration : P. A. R. Ade, et al. Planck 2013 results. XVI. cosmological parameters. *Astron. Astrophys.* 571 (2014) A16. [17](#)
- [37] V. C. Rubin, J. Ford and W. Kent. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *ApJ* 159 (1970) 379. [17](#)
- [38] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *ApJ* 86 (1937) 217. [17](#)

- [39] C. Alcock, R. A. Allsman, D. Alves, R. Ansari, et al. EROS and MACHO combined limits on planetary-mass dark matter in the galactic Halo. *ApJ* 499 (1998) L9. [18](#)
- [40] D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *ApJ* 648 (2006) L109. [18](#)
- [41] O. Lahav. Dark energy : is it 'just' einstein's cosmological constant  $\lambda$ ? *Contemp. Phys.* 61 (2020) 2. [18](#)
- [42] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *JETP* 5 (1967) 109. [18](#), [19](#)
- [43] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321. [19](#), [23](#), [24](#)
- [44] P. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508. [19](#), [23](#), [24](#)
- [45] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B* 716 (2012) 1. [19](#), [23](#)
- [46] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, A. Tumasyan, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30. [19](#), [23](#)
- [47] L. Marleau. Introduction à la physique des particules. *Notes de cours, Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval, Québec, Canada, 1998-2020.* [19](#)
- [48] Sven Bachmann. Champs quantiques relativistes, notes du cours du professeur Mikhaïl Shaposhnikov. *Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne Faculté des Sciences de Base, Section de Physique, Institut de Théorie des Phénomènes Physiques, Laboratoire de Physique des Particules et de Cosmologie, 2007.* [19](#)
- [49] Michael Riordan. The discovery of quarks. *Science* 256 (1992) 1287-1293. [21](#)
- [50] E. Noether. Invariant variation problems. *Gott. Nachr.* 235 (1918) 235-257). [21](#)
- [51] S. Glashow. The renormalizability of vector meson interactions. *Nucl. Phys.* 10 (1959) 107. [22](#)
- [52] A. Salam and J.C. Ward. Weak and electromagnetic interactions. *Nuovo Cimento.* 11 (1959) 568–577. [22](#)
- [53] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264–66. [22](#)
- [54] Timothy Clifton, Pedro G. Ferreira, Antonio Padilla, Constantinos Skordis. Modified gravity and cosmology. *Physics Reports* 513 (2012) 1-189. [25](#), [26](#)
- [55] Th. P. Sotiriou and V. Faraoni.  $f(r)$  theories of gravity. *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010) 451-497. [25](#), [26](#)
- [56] K. Garrett, G. Duda. Dark matter : a primer. *Adv. Astron.* 2011 (2011) 968283. [26](#)
- [57] L. S. Kisslinger, Debasish Das. Review of dark matter. *IJMPA* 34 (2019) 29 1930013. [26](#)
- [58] L. Roszkowski, E. M. Sessolo, S. Trojanowski. WIMP dark matter candidates and searches – current status and future prospects. *Rept. Prog. Phys.* 81 (2018) 6 066201. [26](#)
- [59] M. Schumann. Direct detection of WIMP dark matter : Concepts and status. *J. Phys.* G46 (2019) 10 103003. [26](#)

- [60] V.A. Rubakov. Cosmology and dark matter. *INR-TH (2019) 022*. [26](#)
- [61] M. Milgrom. MOND vs. dark matter in light of historical parallels. *Stud. Hist. Philos. Sci. B 71 (2020) 170-195*. [26](#)

## Chapitre 2

# Secteurs cachés

### Sommaire

---

<b>2.1 La matière miroir</b> . . . . .	<b>32</b>
2.1.1 Motivation . . . . .	32
2.1.2 Évolutions . . . . .	32
<b>2.2 Les univers branaires</b> . . . . .	<b>34</b>
2.2.1 Théorie à <i>la</i> Kaluza-Klein . . . . .	34
2.2.2 Théorie des cordes . . . . .	36
2.2.3 Notion de brane . . . . .	37
2.2.4 Mécanismes de confinement des fermions . . . . .	41
2.2.5 Mécanismes de confinement des champs de jauge . . . . .	43
<b>Références</b> . . . . .	<b>47</b>

---

Parmi les modèles au-delà des modèles standards de la physique, on retrouve de manière récurrente l'hypothèse de secteurs cachés (qualifiés aussi de « sombres » ou « stériles »), interagissant d'une manière telle avec la matière ordinaire qu'ils sont demeurés jusqu'à présent inaccessibles à toute détection.

Ces champs sont cependant supposés interagir gravitationnellement avec la matière, constituant ainsi accessoirement des candidats à la matière noire.

Un secteur caché peut l'être pour deux raisons :

1. Il est constitué de particules exotiques telles que des bosons (axion, photon « sombre », ...) ou des fermions (neutrinos stériles, ...) consistants, par exemple, en des singlets du Modèle Standard de la physique des particules. Ces particules auraient des masses très petites ( $< \text{meV}$ ) ou très grandes ( $> 10 \text{ GeV}$ ) et ne seraient pas ou peu sensibles aux interactions forte et/ou électrofaible. D'où leur statut de secteurs cachés, puisque ne pouvant pas interagir avec les particules usuelles.
2. Il est constitué de particules, qui peuvent être des particules du modèle standard, mais localisées en un point d'une dimension supplémentaire qui les empêchent d'interagir avec les particules localisées dans notre monde visible.

Dans cette thèse de doctorat, nous nous intéresserons à deux types particuliers de théories à secteur caché : la matière miroir et la matière ordinaire localisée dans un autre « monde » spatialement séparé du nôtre par suite de l'existence de dimensions supplémentaires. Ce chapitre vise à vulgariser ces deux concepts, tout en se focalisant davantage sur le concept d'univers branaire, sur lequel repose l'essentiel du travail réalisé dans le cadre de cette thèse de doctorat.



## 2.1 La matière miroir

### 2.1.1 Motivation

Comme discuté au chapitre 1, l'interaction faible viole la symétrie discrète de parité [1, 2, 3, 4]. La matière miroir a été postulée dans les années 60 pour restaurer cette symétrie. À cette époque, certains de ces modèles supposent que les antiparticules sont les partenaires miroir des particules de matière, ce qui implique une conservation de la symétrie CP [5]. Cependant, les observations expérimentales viennent mettre à mal cette hypothèse. La découverte en 1964 de la réaction  $K_2^0 \rightarrow 2\pi$  par Christenson, Cronin, Fitch et Turlay [6] implique la violation de la symétrie CP. En effet, en admettant que la symétrie CP soit bien conservée, c'est la réaction  $K_2^0 \rightarrow 3\pi$  qui aurait dû être observée. À cette même époque, Nishijima et Saffouri introduisent les "univers ombres" [7] pour expliquer cette désintégration sans avoir recours à une violation de la symétrie CP et en introduisant un nouveau processus via un nouvel état, miroir, du kaon neutre. Cette hypothèse est également mise en défaut par des résultats apportés par les expériences de neutrinos [8].

C'est dans ce contexte qu'est postulé pour la première fois l'existence d'une matière miroir, d'abord par Lee et Yang en 1956 [1], et ensuite par Salam en 1957 [2]. Il faudra attendre presque 10 ans pour que l'hypothèse d'un secteur caché soit clairement formalisée par Kobzarev, Okun et Pomeranchuk [9] en 1966. La symétrie CP est alors remplacée par une symétrie CPA, où A tient pour Alice, qualificatif donné à la matière miroir [10]. Cette dernière représente des particules associées à un secteur caché qui n'interagissent avec la matière ordinaire que via l'interaction gravitationnelle. Le secteur caché est régi par ses propres forces forte et électrofaible et les particules miroir peuvent, à ce titre, elles aussi former des noyaux et des atomes miroir. Notre secteur visible pourrait donc coexister avec un environnement invisible, constitué d'étoiles et de galaxies miroir, interagissant uniquement gravitationnellement avec la matière ordinaire. La matière miroir s'impose donc à l'époque comme un candidat de matière noire [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. La matière miroir est également étudiée pour solutionner certaines énigmes qui ne trouvent pas de réponses dans les Modèles Standards, comme l'anomalie de la désintégration du positronium ou la masse des neutrinos [2, 18, 19, 20, 21, 22]. Notons que la chiralité des particules miroir est inversée par rapport à celle des particules ordinaires. L'interaction faible du secteur miroir se couple donc aux champs de particules de chiralité droite, et non à ceux de chiralité gauche comme c'est le cas dans notre secteur visible. Ainsi, à l'échelle globale, la symétrie de parité est restaurée.

Il est à noter à ce stade que la violation de la symétrie CP est une piste qui permet d'expliquer l'asymétrie baryonique de notre univers, c'est-à-dire la raison pour laquelle la matière a un jour, après le Big Bang, pris le dessus sur l'antimatière [23]. Bien que des réactions nucléaires qui impliquent une violation de cette symétrie soient connues aujourd'hui, elles ne sont pas en importance suffisante pour expliquer cette asymétrie à l'échelle cosmologique. D'autres sources de violation CP sont donc attendues et activement recherchées [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30]. Le moment dipolaire électrique du neutron est une conséquence de violation CP, c'est pourquoi sa mesure fait l'objet de nombreuses expériences en physique fondamentale [25, 26, 27, 29].

### 2.1.2 Évolutions

Alors que le secteur visible est décrit par le groupe de jauge du modèle standard  $G_{SM} = SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  et est composé des 3 générations de quarks et de leptons et du Higgs, le secteur miroir est quant à lui décrit par un groupe de jauge identique  $G'_{SM} = SU(3)' \times SU(2)' \times U(1)'$  qui agit sur les états de chiralité droite et contient trois générations de quarks et de leptons miroir et le partenaire miroir du boson de Higgs [9, 11, 31, 18, 32, 33, 34, 35, 19, 36, 13, 14, 37, 38, 39, 40, 15, 41, 16, 42, 12]. Le Lagrangien global d'un univers composé d'un secteur visible et d'un autre caché,  $\mathcal{L}_{tot}$ , s'écrit comme :

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}' + \mathcal{L}_{mix} \quad (2.1)$$

où  $\mathcal{L}_{SM}$  est donné par l'équation (1.14) et  $\mathcal{L}'$  par

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L}'_{jauge} + \mathcal{L}'_{fermion} + \mathcal{L}'_{Higgs} + \mathcal{L}'_{Yukawa}. \quad (2.2)$$

Le lagrangien  $\mathcal{L}_{mix}$  décrit quant à lui les couplages non-gravitationnels entre la matière miroir et la matière ordinaire. Il peut contenir des termes de couplage cinétique entraînant par exemple des oscillations photon - photon miroir et ortho-positronium - ortho-positronium miroir ou des termes de couplage de masse impliquant par exemple des oscillations de neutron. Ce manuscrit s'emploie à revenir plus en détail sur ce dernier point dans le prochain chapitre. Le lagrangien (2.2) peut être identique au lagrangien (1.14) en imposant une symétrie miroir  $Z_2$  qui échange  $\mathcal{L}_{SM}$  et  $\mathcal{L}'$ . Les valeurs moyennes du vide des deux secteurs peuvent être soit identiques, soit différentes. Cela implique une symétrie non brisée dans le premier cas - on parle alors de modèles de matière miroir symétriques [31] - et une symétrie brisée spontanément dans le second cas - on parle alors de modèles asymétriques [18]. Selon le modèle considéré, cela change complètement la cosmologie du secteur miroir et donc la façon dont il interagit avec le secteur visible. Notamment, dans les théories de matière miroir asymétriques, les particules miroir n'ont pas la même masse que leur partenaire ordinaire, alors qu'elles sont identiques en tout point, excepté concernant leur chiralité, pour les théories symétriques.

Les modèles de secteur miroir symétriques [31, 32, 35, 19, 37, 16, 12] supposent qu'un univers miroir coexiste dans le même espace que le nôtre. Cet univers miroir est invisible, car les particules miroir n'interagissent que très faiblement avec la matière usuelle. La matière miroir pourrait alors former un monde très similaire au nôtre, peuplé d'étoiles, de planètes et de galaxies miroir, constituant la matière noire qui nous semble si inaccessible. Cette hypothèse passionnante fut longuement étudiée et confrontée aux données expérimentales. Au même titre que les naines brunes, les étoiles à neutrons ou encore les trous noirs, les étoiles miroir font partie des objets astrophysiques compacts massifs, ou MACHOs pour "MAssive Astronomical Halo Objects" en anglais, des objets astrophysiques n'émettant que peu ou pas de lumière. De tels objets peuvent être observés par microlentille gravitationnelle [43]. Ce fut l'une des missions des collaborations MACHO, EROS dans les années 2000 [44, 45, 46]. Or, la quantité de MACHOs observée lors de ces observations ne permettent pas de rendre compte de la quantité de matière noire attendue [44, 45, 46, 47]. Si les étoiles miroir existaient, elles seraient présentes en quantité très limitée dans notre Univers pour expliquer la proportion observée de matière noire. Néanmoins, certains modèles de matière miroir continuent d'être étudiés dans certaines conditions [48, 49]. L'existence d'un secteur miroir suppose de plus que l'asymétrie baryonique s'est produite de la même façon que dans notre univers visible - c'est-à-dire que la quantité de matière ordinaire devrait être égale à la quantité de matière noire. Or, cela n'est pas en accord avec les données du satellite Planck qui permettent d'établir que la quantité de matière noire est cinq fois supérieure à celle de la matière usuelle [50]. Pour terminer, ce modèle ne permet pas de retrouver les bonnes quantités d'éléments lors de la nucléosynthèse primordiale [42]. Néanmoins, un moyen de pallier ces problèmes est proposé par Berezhiani en 2001 [12], qui suppose que les deux secteurs n'ont pas la même température au moment de l'inflation. Les deux secteurs n'ont donc pas la même évolution cosmologique et il en résulte que le modèle de matière miroir symétrique est toujours en accord avec les données du satellite Planck [42, 21]. Un autre moyen de pallier certains des problèmes de ce type de scénario est d'introduire une gravité modifiée par le biais d'une seconde métrique [15, 41, 51, 52, 53]. Le principe d'équivalence faible est alors violé, puisque la gravitation n'est plus décrite par un seul tenseur.

Dans le cas de secteurs miroir asymétriques [18, 34, 35, 14, 42], la physique de l'univers miroir n'est pas la même que celle de l'univers visible. Les particules miroir sont plus lourdes que leurs partenaires visibles et n'ont pas pu former de grandes structures comme c'est le cas dans notre univers. L'univers miroir est supposé contenir majoritairement des atomes d'hydrogène (plus lourd que l'hydrogène que nous connaissons), candidat matière noire dans ce type de scénario.

Les modèles d'univers miroir, bien qu'animé par une petite communauté de scientifiques, sont toujours d'actualité de nos jours, et continuent d'être étudiés et éprouvés par les observations cosmologiques

et astrophysiques [24, 30, 54, 17], mais également par des mesures d'oscillations de particules qui feront l'objet du prochain chapitre [25, 26, 27, 28, 29, 55].

## 2.2 Les univers branaires

L'expérience quotidienne que nous faisons de notre Univers semble indiquer que celui-ci se résume à 3 dimensions d'espace. À cela s'ajoute une dimension temporelle : le temps. Notre univers peut donc être décrit par un espace-temps à 3+1 dimensions. Pourquoi notre univers est-il à 3 dimensions spatiales plutôt qu'à 4 par exemple ? Cette question, qui s'impose naturellement lorsqu'on traite mathématiquement notre Univers, n'est pas anodine et a suscité l'intérêt de nombreux scientifiques dès le XIX<sup>ème</sup> siècle.

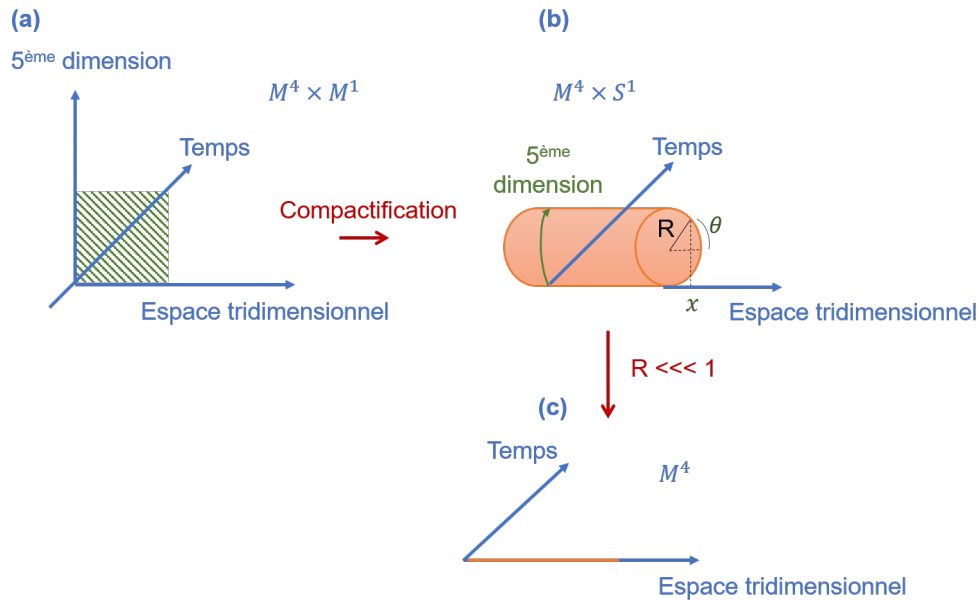
### 2.2.1 Théorie à la Kaluza-Klein

Il faudra attendre le XX<sup>ème</sup> siècle pour que le concept de dimensions supplémentaires soit formalisé mathématiquement, d'abord par Gunnar Nordström [56], et ensuite par Theodor Kaluza et Oskar Klein dans les années 1920 [57, 58]. Dans le but d'unifier l'électromagnétisme et la gravitation au même titre que le fit Maxwell avec le magnétisme et l'électricité en 1864, Kaluza considère une cinquième dimension de nature spatiale dans les équations de la relativité générale établies par Einstein [57]. Cette dernière n'est en effet pas spécifique à un espace-temps à 3+1 dimensions et peut se généraliser à N dimensions. Kaluza considère l'espace  $M^4 \times M^1 = M^5$ , où  $M^4$ ,  $M^1$  et  $M^5$  sont respectivement des variétés Riemannienne à quatre, une et cinq dimensions. Klein impose de plus une condition, appelée "condition du cylindre", qui suppose que rien ne dépend de la cinquième dimension, c'est-à-dire que  $\partial_z f(z) = 0$ , avec  $z$  la coordonnée de la cinquième dimension supplémentaire. Bien que Klein ne postule pas l'origine de cette condition très forte, il l'impose afin d'être cohérent avec notre vision quotidienne de l'Univers : si dimensions supplémentaires il y a, elles nous sont invisibles. C'est l'apport de Klein qui permettra de mieux en comprendre la raison possible. Celui-ci enroule la cinquième dimension sur elle-même selon un cercle de rayon très petit, inférieur à la taille d'un atome. Ce processus est appelé compactification et est illustré à la figure 2.1. L'espace considéré par Klein est donc  $M^4 \times S^1$ , où  $S^1$  est un cercle. Une dimension est dite "compacte" lorsqu'elle est fermée sur elle-même, enroulée selon un rayon très petit, appelé rayon de compactification, et périodique. Pour bien se représenter ce que cela signifie, on peut imaginer un funambule marchant sur une corde. Alors que celui-ci ne peut se déplacer qu'en avant ou en arrière, selon une seule dimension donc, une fourmi pourrait quant à elle également tourner autour de la corde. La fourmi est en effet suffisamment petite pour avoir accès au second degré de liberté de la corde, ce qui n'est pas le cas du funambule. La cinquième dimension considérée par Kaluza nous est donc inaccessible suite à la petitesse de son rayon de compactification et n'a pas d'influence sur les coordonnées relatives aux 3+1 coordonnées usuelles. Pour avoir accès à cette dimension supplémentaire, il faudrait recourir à des énergies  $E$  d'autant plus élevées que son rayon de compactification  $R$  est petit ( $E \sim 1/R$ ). Tout se présente comme si en chaque point de l'espace usuel, il y avait une coordonnée supplémentaire comprise entre 0 et  $2\pi R$ , comme illustré à la figure 2.1.

La théorie de Kaluza-Klein permet d'unifier la relativité générale d'Einstein avec l'électromagnétisme de Maxwell. En effet, une métrique à 5 dimensions contient le tenseur métrique à 4 dimensions de la relativité générale, et donc de la gravitation, ainsi que des termes qui s'identifient aux composantes du potentiel vecteur à 4 dimensions, plus un champ scalaire additionnel appelé dilaton. Il est alors possible de retrouver les équations d'Einstein à 4 dimensions ainsi que les équations de Maxwell, moyennant une équation de Klein-Gordon supplémentaire pour le champ scalaire. Dans cette théorie, il n'y a qu'une seule et unique interaction : la gravitation. Cette dernière est liée à la courbure de l'espace-temps quadridimensionnel. L'électromagnétisme est quant à elle la conséquence de la gravitation dans la cinquième dimension. Celle-ci peut en effet se propager dans la cinquième dimension compactifiée selon un cercle. L'invariance de la relativité générale sous les rotations autour du cercle permet alors de retrouver le groupe de

symétrie  $U(1)$  de l'électromagnétisme.

FIGURE 2.1 – Illustration de la compactification d'une cinquième dimension. (a) Espace  $M^4 \times M^1$ , c'est-à-dire espace usuel à 3+1 dimensions auquel s'ajoute une cinquième dimension large. (b) Compactification de la cinquième dimension sur un cercle  $S^1$  de rayon  $R$ . Un point de l'espace  $M^4 \times S^1$  est repéré grâce aux coordonnées  $(x, \theta)$ , où  $x$  est la coordonnée de la position dans l'espace à 3+1 dimension et  $\theta \in [0, 2\pi]$  est la position par rapport à la cinquième dimension compacte. (c) Lorsque le rayon de compactification  $R$  est très petit, l'espace  $M^4 \times S^1$  tend vers  $M^4$ , autrement dit, la cinquième dimension ne se fait plus ressentir.



Cependant, le formalisme de Kaluza-Klein rencontre de nombreux écueils. Pour commencer, il ne permet pas de retrouver les bonnes masses des particules élémentaires. Dans la théorie de Kaluza-Klein, tout comme dans d'autres théories comportant des dimensions supplémentaires, les états de masse des particules se présentent sous la forme de multiples entiers de l'inverse du rayon de compactification. Ceci est lié à la stationnarité des ondes associées aux particules dans la cinquième dimension. Pour une particule chargée comme l'électron, la masse qui en résulte est  $10^{20}$  plus grande que celle mesurée expérimentalement. De plus, l'interprétation physique du dilaton est quelque peu délicate. Ce champ scalaire est introduit par Kaluza afin d'obtenir le bon nombre de degrés de liberté dans la métrique à 5 dimensions qui doit en comporter 15 (10 venant de la métrique à 4 dimensions, 4 venant des composantes du potentiel vecteur et 1e dernier provenant du dilaton). Si ce champ scalaire est bien présent, on doit pouvoir détecter les particules qui en résultent, pour peu que leur masse soit compatible avec les limites de détection actuelles. Pour ailleurs, si le dilaton est différent d'une constante, autrement dit que sa valeur varie en fonction du point considéré de l'espace-temps, alors le rayon de compactification de la cinquième dimension n'est pas le même en fonction d'où on se situe dans l'espace-temps. En effet, celui-ci dépend de la valeur du dilaton. Il se pourrait donc que quelque part dans l'espace, la taille de la dimension supplémentaire devienne suffisamment grande pour que des molécules de gaz puissent s'y engouffrer, ce qui n'est pas observé a priori. Néanmoins, le rayon de courbure de la dimension supplémentaire impose à la fois la charge de l'électron par exemple, et la quantification de la charge. Ainsi, la théorie de Kaluza-Klein, bien qu'offrant une nouvelle piste pour unifier l'électromagnétisme et de la gravitation, est laissée de côté pendant 40 ans. D'autant que la découverte des interactions nucléaires faible et forte n'aide pas à encourager l'engouement de la communauté scientifique de l'époque pour une telle théorie.

### 2.2.2 Théorie des cordes

L'ancêtre de la théorie des cordes [59, 60] voit le jour en 1968 pour tenter d'expliquer certains phénomènes observés en physique nucléaire. Tout part d'un constat : lorsqu'on représente le spin de différentes familles de hadrons en fonction du carré de leur masse, on obtient des droites caractéristiques de niveaux d'énergie similaires à des états d'excitation de cordes en vibration, appelée trajectoires de Regge. C'est ainsi que l'idée de considérer les particules non pas comme des objets ponctuels, mais comme des états d'excitation de petites cordes en vibration germe progressivement dans l'esprit de Gabriele Veneziano, père fondateur de la théorie des cordes. Ce dernier se persuade alors que la théorie des cordes est la théorie physique permettant de décrire l'interaction forte. Néanmoins, la théorie rencontre certains problèmes tels que l'impossibilité de rendre compte de l'existence des fermions, ce qui lui confère le nom de théorie bosonique, et l'apparition d'un boson de masse imaginaire. À la même époque, la chromodynamique quantique, qui suppose l'existence des quarks, particules constitutives des hadrons, semble s'étayer suite à des expériences de diffusion d'électrons à haute énergie. La théorie des cordes est alors mise de côté jusqu'au travaux de Joël Scherk et John Schwarz en 1969 [60]. Ces derniers constatent que le premier boson dont la théorie rend compte est de spin 2 et de masse nulle. Ils font alors le lien avec le graviton, quantum supposé de l'interaction gravitationnelle. La théorie des cordes serait selon eux une théorie quantique de la gravitation et non une théorie de l'interaction forte. Alors que l'électrodynamique a pu être quantifiée pour donner l'électrodynamique quantique, la théorie de la gravitation n'a jamais, jusqu'à présent, pu être décrite dans un cadre quantique, puisque les différentes tentatives donnent lieu à des grandeurs qui divergent de manière pathologique. Le fait de considérer que les particules les plus fondamentales qui existent soient des cordes en vibration permet de rendre la gravitation renormalisable et donc quantifiable. De plus, lorsqu'on fait tendre la longueur des cordes vers zéro, on retrouve la théorie de la gravitation classique. Bien que cela semble palpitant, il subsiste néanmoins des incohérences avec notre réalité. Cette théorie prédit l'existence de tachyons, particules exotiques de masse imaginaire pure, de vitesse supérieure à celle de la lumière et dont l'énergie diminue avec la vitesse. L'apparition théorique de tachyons est le signe de l'instabilité d'une théorie, puisqu'ils brisent la notion de causalité. Chose encore plus étonnante, la théorie des cordes implique l'existence de  $(25+1)$  dimensions.

En 1984, une nouvelle théorie, appelée théorie des supercordes, permet de rendre compte à la fois des bosons et des fermions et de s'affranchir des tachyons. Elle nécessite cependant l'introduction de la supersymétrie, encore jamais observée, déjà introduite dans les théories de supergravité (SUGRA). Cette dernière relie les bosons aux fermions de telle sorte qu'à chaque particule du modèle standard soit associé un superpartenaire dont le spin diffère du sien d'une valeur de  $1/2$ . La théorie des supercordes implique  $9+1$  dimensions et soulève donc toujours une question fondamentale : pourquoi 6 de ces dimensions nous semblent invisibles ? Il se pose alors la question de savoir si ces dimensions supplémentaires sont réelles ou ne constitue qu'un simple artifice mathématique.

En 1985, inspiré par les résultats de la supergravité à 11D (voir section 3.1), Edward Witten propose d'utiliser le concept de compactification et considère que les 6 dimensions supplémentaires sont enroulées. Cela n'en demeure pas moins complexe. L'espace général  $\delta$  à 10 dimensions est défini comme le produit cartésien  $\delta = M_4 \times K$ , où  $M_4$  est l'espace usuel à 4 dimensions, supposé non compact, et  $K$  est un espace compact regroupant les 6 autres dimensions, supposée trop petites pour pouvoir être observées avec les moyens technologiques actuels. L'espace  $K$  doit posséder des propriétés particulières, comme avoir un tenseur de Ricci  $R_{\mu\nu}$  nul afin d'être assimilable à un espace-temps plat et pouvoir être compacte sans nécessiter d'énergie extérieure. Les espaces mathématiques qui permettent de vérifier cette propriété portent le nom de variétés complexes de Calabi-Yau. Cela complique énormément les choses. En effet, il existe un nombre quasi infini de choix pour ces espaces, qui représentent la façon dont les dimensions supplémentaires sont compactifiées. De plus, le choix d'un de ces espaces conduit à des prédictions précises sur la masse des particules dans le modèle, leurs interactions et leur dynamique. Il existe pas moins de  $10^{500}$  variétés de Calabi-Yau à 10 dimensions, ce qui rend la découverte du modèle associé à notre univers extrêmement compromise. Si les dimensions supplémentaires sont compactifiées à

l'échelle de Planck, l'énergie nécessaire pour pouvoir les mettre en évidence serait de l'ordre de  $10^{19}$  GeV, soit  $10^{15}$  fois plus que les énergies atteintes au LHC actuellement. La théorie des cordes est donc parfois vue comme une théorie qui n'est pas testable expérimentalement, ce qui lui vaut de sévères contestations. Plus récemment, certains espèrent la présence de dimensions moins fortement compactifiées qui pourraient être observables à des énergies plus abordables [61, 62, 63, 64, 65]. À l'heure actuelle, les accélérateurs de particules les plus puissants peuvent atteindre des énergies de l'ordre de quelques dizaines de TeV et jusqu'à présent, aucune dimension cachée n'a encore été détectée [66, 67].

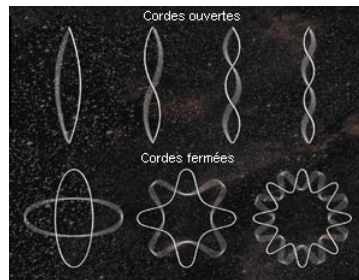
Dans ce manuscrit, nous verrons qu'il est également possible de considérer des dimensions larges, c'est-à-dire non compactes en utilisant la notion de "brane".

### 2.2.3 Notion de brane

#### Les branes en théorie des cordes

Les branes apparaissent naturellement lorsque l'on traite du concept de dimensions supplémentaires. Elles font partie du paysage de la plupart de ces théories. Bien qu'elles ne soient pas spécifiques de la théorie des cordes, le terme de brane est historiquement introduit pour la première fois dans le cadre de cette théorie. Afin de comprendre le concept de brane en théorie des cordes, il est essentiel d'avoir à l'esprit l'idée de corde. Les cordes sont des objets étendus unidimensionnels. Il existe deux types de cordes : les cordes ouvertes et les cordes fermées, comme illustrés à la figure 2.2. Les p-branes sont quant à elles des régions étendues d'espace-temps. Le nombre entier p correspond au nombre de dimensions spatiales sur lesquelles ces régions s'étendent. Ces dernières sont donc localisées au total sur p+1 dimensions lorsque le temps est pris en considération. Une 0-brane est un point, une 1-brane est un objet unidimensionnel et une 2-brane est un plan. Tout comme les cordes en général, les p-branes peuvent être fermées ou ouvertes.

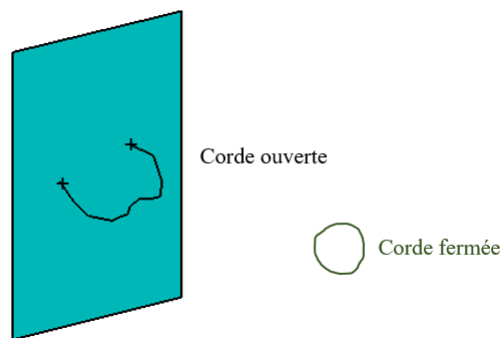
FIGURE 2.2 – Une corde est un objet unidimensionnel étendu assimilable à un point à grande distance. Elles peuvent être fermées ou ouvertes. Leurs modes propres de vibration correspondent aux particules connues. Les harmoniques successives alternent des nombres entiers et demi entiers de longueurs d'onde.



Un type de branes particulières, appelées les  $D_p$ -branes, a un rôle central en théorie des cordes. Le nombre entier p a la même signification que pour les p-branes et le D correspond à Dirichlet. Une corde ouverte possède deux extrémités libres auxquelles on peut imposer des conditions limites afin de savoir comment ces extrémités se comportent. Il existe plusieurs possibilités. Les conditions aux limites de Neumann supposent que les extrémités peuvent se déplacer librement dans toutes les dimensions. On peut également leur imposer les conditions aux limites de Dirichlet qui les fixent dans certaines dimensions spatiales et les laissent libres dans le temps. On peut également composer ces deux conditions aux limites pour fixer les extrémités des cordes dans un certain nombre de dimensions spatiales et les laisser libres dans les autres. En pratique, on impose D conditions de Dirichlet et  $10 - D$  conditions de Neumann, en laissant toujours la dimension temporelle libre. On appelle une telle condition limite une D-brane. Lorsqu'on souhaite spécifier le nombre de dimensions dans lesquelles la D-brane s'étend, on parle de  $D_p$ -brane (voir figure 2.3). Afin de bien clarifier ces nouveaux concepts, notons ici qu'une D1-brane n'est

pas une corde. Les Dp-branes sont la conséquence des conditions assignées aux extrémités des cordes. Les Dp-branes peuvent être assimilées à des membranes d'espace-temps auxquelles viennent se fixer les extrémités des cordes ouvertes. Les endroits où sont fixées les extrémités des cordes contraignent leurs modes de vibration, les particules en résultant sont donc influencées par les Dp-branes. Notre univers visible serait une D3-brane où les modes de vibration des cordes qui y sont attachées constituent les particules du modèle standard. Quant aux cordes fermées, elles peuvent se déplacer librement dans l'ensemble des 9+1 dimensions que l'on nomme le bulk. Le graviton correspond à un mode de vibration d'une corde fermée. La gravitation peut donc se propager dans tout le bulk, diffusant la gravitation à travers l'ensemble des 10 dimensions, ce qui permettrait d'expliquer sa faible intensité par rapport aux autres interactions fondamentales. De plus, puisque le graviton est capable de se propager dans l'ensemble des dimensions du bulk, les Dp-branes peuvent interagir ensemble gravitationnellement, ce qui permettrait peut-être d'expliquer la matière noire comme résultant de l'influence de branes cachées sur notre brane visible [68].

FIGURE 2.3 – Représentation d'une D2-brane. Les Dp-branes résultent des conditions appliquées aux extrémités des cordes. Dans un espace à 3 dimensions spatiales, une D2-brane correspond à deux degrés de liberté de déplacement des extrémités des cordes et un degré de liberté figé. Les extrémités des cordes sont confinées sur la membrane que constitue la D2-brane et donc les particules en résultant également.

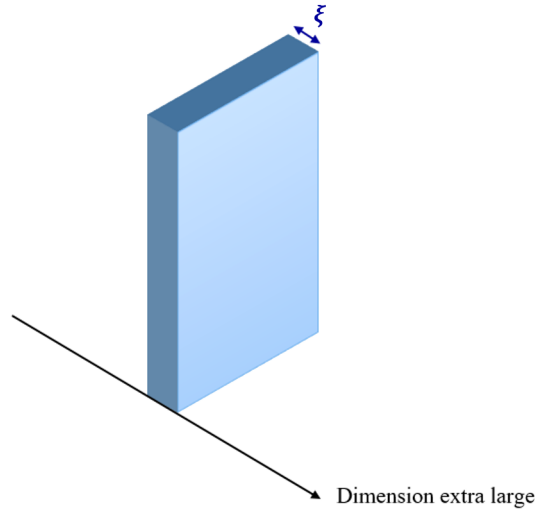


### Les branes comme murs de domaine

Les branes peuvent également être décrites à basse énergie, dans un cadre, paradoxalement, plus général que celui de la théorie des cordes. En 1983, Valery Rubakov et Mikhail Shaposhnikov proposent [69] une conception des branes en termes de mur de domaine. Ils supposent l'existence de dimensions extra larges sur lesquelles les particules usuelles seraient isolées sur une zone très étroite, que l'on nommera également brane (voir figure 2.4). Dans cette approche, les branes sont décrites comme des défauts topologiques du bulk capables de piéger les particules de matière. La description des branes à basse énergie dans le contexte des murs de domaine permet de ne plus avoir recours à des dimensions compactifiées pour expliquer l'imperceptibilité des dimensions supplémentaires, tout en offrant un cadre mathématique plus facilement tractable que le formalisme des cordes. Admettons que les particules de matière soient confinées dans un puits de potentiel dont l'influence ne se fait ressentir que dans un feuillet d'espace-temps à 3+1 dimensions. Dans ce cas, on peut imaginer que des particules résultant de collisions à haute énergie pourraient posséder une énergie supérieure à la profondeur du puits de potentiel et ainsi s'en échapper pour ensuite se déplacer librement dans le bulk. Il en résulterait une non-conservation de l'énergie. Selon ce point de vue, les particules de matière usuelles sont des états d'excitation liés à un mur de domaine. Notons à ce stade une propriété intéressante : à tout modèle de brane comme zone d'attache des cordes correspond une description à basse énergie (i.e. en dessous de l'échelle de Planck) par un mur de domaine [70], la réciproque n'étant pas systématique [60], ce qui confère un statut plus général à la

description en termes de mur de domaine à basse énergie. Explicitons le modèle d'un champ scalaire  $\phi$  qui induit un tel défaut.

FIGURE 2.4 – Brane au sens de Rubakov et Shaposhnikov pour une seule extra dimension. Une brane est un défaut du bulk sur lequel viennent se piéger les particules de matière. Elle se caractérise par une certaine épaisseur  $\xi$  par rapport à l'extra dimension, où le champ scalaire varie continument en formant un mur qui sépare les domaines  $\varphi = \pm\eta$ .



Considérons un Univers décrit par un espace-temps Minkowskien à 4 dimensions spatiales  $M^{(4,1)}$  décrit par la métrique  $g_{AB} = \text{diag}[1, -1, -1, -1]$ . Un point dans cet espace est représenté par un quintuplet de coordonnées  $(x_0, x_1, x_2, x_3, x_4)$ . Le lagrangien le plus général pour le champ scalaire  $\phi$  du bulk à 4+1 dimensions obéissant à une théorie en  $\phi^4$  s'écrit selon :

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{\chi}{4} (\phi^2 - \eta^2)^2, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, 4 \quad (2.3)$$

où  $\partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} = (\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial x_0} - \nabla \phi)$ ,  $\nabla \equiv (\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3}, \frac{\partial}{\partial x_4})$ ,  $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$  et  $g^{i\mu} \partial_i = \partial^\mu$ . Le terme de potentiel

$$V(\phi) = \frac{\chi}{4} (\phi^2 - \eta^2)^2 \quad (2.4)$$

où  $\eta$  et  $\chi$  représentent les constantes du potentiel, est non quadratique et illustré à la figure 2.5. Un champ scalaire régi par un tel potentiel ne peut jamais demeurer nul, cette position étant instable dû à la présence de deux minima de potentiel de part et d'autre de la valeur  $\phi = 0$ .

Les équations du mouvement sont obtenues en résolvant l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\partial_\mu \frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu \phi)} - \frac{\partial L}{\partial \phi} = 0 \quad (2.5)$$

On obtient alors l'équation de Klein Gordon non linéaire suivante :

$$-\square \phi + \eta^2 \chi \phi - \chi \phi^3 = 0 \quad (2.6)$$

avec  $\square = \partial_\mu \partial^\mu = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_0^2} - \nabla^2$  le d'Alembertien à 5 dimensions, où  $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_4^2}$ . Résolvons l'équation (2.6) en prenant pour hypothèse un champ scalaire  $\phi$  dépendant uniquement de la coordonnée  $x_4$  de l'extra dimension. Cette hypothèse est bien en accord avec le postulat de départ : les particules sont



FIGURE 2.5 – Potentiel non quadratique  $V(\phi) = \frac{\chi}{4}(\phi^2 - \eta^2)^2$ .

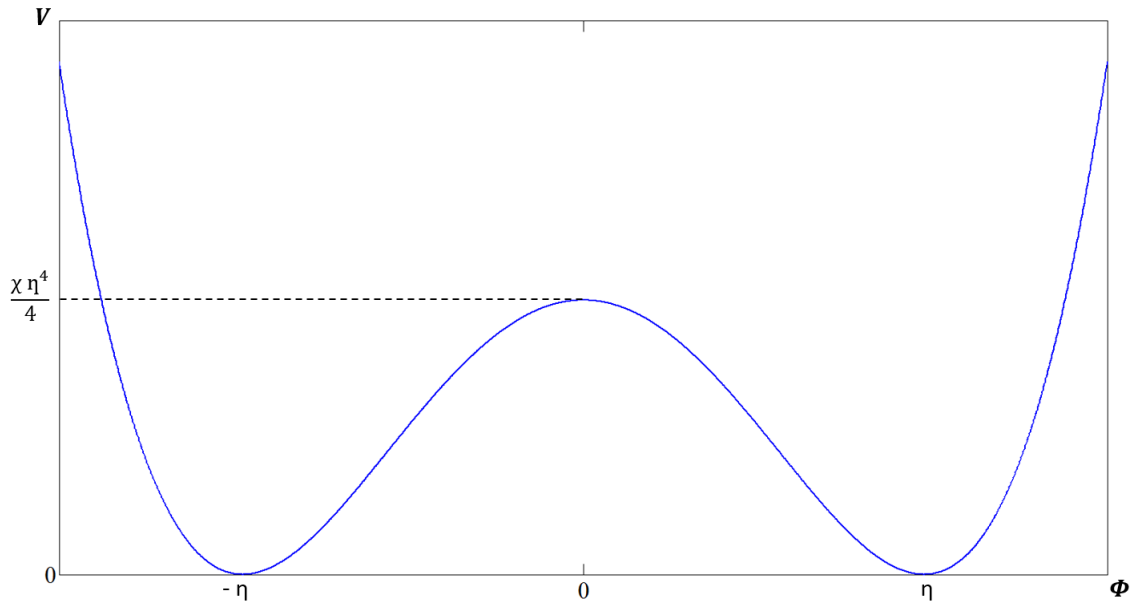
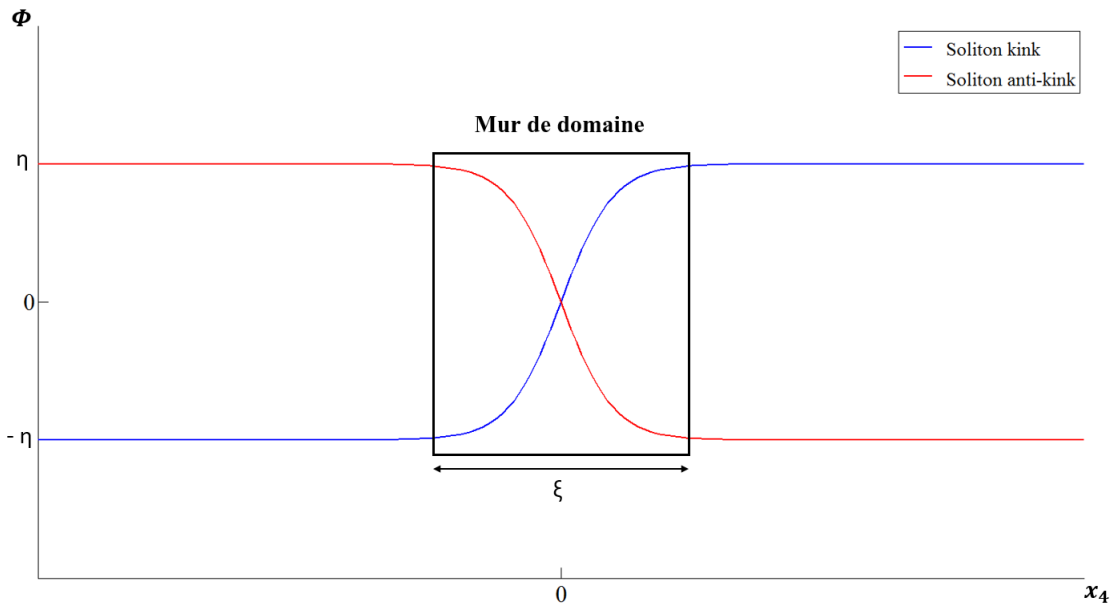


FIGURE 2.6 – Représentation des solitons kink et anti-kink  $\phi = \pm\eta \tanh(\frac{x_4}{\xi})$ .



piégées dans le feuillet d'espace temps que constitue la brane, l'effet du champ scalaire  $\phi$  ne se fait donc pas ressentir dans les autres dimensions. L'équation (2.6) devient alors :

$$\frac{d^2\phi}{dx^4} + \eta^2\chi\phi - \chi\phi^3 = 0 \quad (2.7)$$

L'expression du champ scalaire  $\phi$  peut finalement se déduire de l'équation 2.7 après quelques développements mathématiques [69] :

$$\phi = \pm \eta \tanh\left(\frac{x_4}{\xi}\right) \quad (2.8)$$

et correspond à un soliton kink (+) ou anti-kink (-). Dans ce modèle, il existe donc des branes et des anti-branes selon le cas où le champ scalaire qui les décrit est un soliton kink ou anti-kink. Puisqu'il n'est pas interdit que les branes se déplacent dans le bulk, l'équation (2.8) peut s'écrire sous la forme :

$$\phi = \pm \eta \tanh\left(\frac{x_4 - vt}{\xi}\right) \quad (2.9)$$

L'équation (2.8) est représentée par la figure 2.6. La variation brutale du champ scalaire de  $-\eta$  à  $\eta$  pour le soliton kink (anti-kink) est appelée mur de domaine.

Que cela soit en théorie des cordes ou selon l'approche des murs de domaine, les branes sont des régions à  $p$  dimensions spatiales plongées dans un Univers à  $N$  dimensions ( $N > p$ ), appelé le bulk, qui ont la particularité de piéger les particules de matière. Dans l'hypothèse où plusieurs branes coexistent dans le bulk, une brane voisine de la nôtre constitue un secteur caché. Ce dernier peut être très similaire à notre Univers, ou au contraire n'avoir rien en commun. Il existe une multitude de modèles à deux branes. Certains d'entre eux implique l'existence d'une brane voisine dotée d'une physique très différente de celle que nous connaissons. C'est le cas par exemple des modèles très populaires de Randall et Sundrum [71, 72]. Dans le cadre de ce manuscrit de thèse, nous nous concentrerons sur des modèles à deux branes bien spécifiques, où les deux secteurs sont tous les deux dotés d'une copie du Modèle Standard de la physique des particules. Ces derniers font l'objet du prochain chapitre de ce manuscrit.

#### 2.2.4 Mécanismes de confinement des fermions

Un mur de domaine possède la particularité de piéger les fermions. Pour s'en convaincre, considérons le lagrangien suivant, qui contient à la fois l'information du champ scalaire  $\Phi$  responsable de la formation du mur de domaine, ainsi qu'un terme associé à un fermion de masse nulle et à son interaction avec le champ scalaire *via* un couplage de Yukawa :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_A \phi \partial^A \phi - V(\Phi) + i \bar{\Psi} \Gamma^A \partial_A \Psi + \lambda \bar{\Psi} \Psi \phi, \quad (2.10)$$

avec l'indice  $A$  courant de 0 à 4,  $\Gamma^\mu = \gamma^\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) et  $\Gamma^5 = -i\gamma^5$ , où  $\gamma^\mu$  et  $\gamma^5$  sont les matrices de Dirac usuelles. Le lagrangien 2.10 donne lieu à l'équation de Dirac suivante :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu + \gamma^5 \partial_5 - \lambda \Phi) \Psi = 0. \quad (2.11)$$

À partir de l'équation 2.11 et après quelques calculs dont les détails peuvent être trouvés dans la référence [73], on peut dériver deux équations comparables à celle de Schrodinger, associées à chacun des deux états chiraux du fermion :

$$-\partial_{55} f_G(x_4) + W_G f_G(x_4) = m^2 f_G(x_4), \quad (2.12)$$

$$-\partial_{55} f_D(x_4) + W_D f_D(x_4) = m^2 f_D(x_4), \quad (2.13)$$

avec

$$W_G = \lambda(\lambda\Phi^2 - \partial_5\Phi), \quad W_D = \lambda(\lambda\Phi^2 + \partial_5\Phi) \quad (2.14)$$

un potentiel effectif, appelé potentiel de confinement, induit par le mur de domaine et dont l'expression dépend de la chiralité du fermion considéré. Les fonctions  $f_G(x_4)$  et  $f_D(x_4)$ , associées respectivement à l'état de chiralité gauche et droite du fermion, correspondent quant à elles à la partie extradimensionnelle de la fonction d'onde du fermion une fois factorisée selon ses états de chiralité. La masse effective

$m$  d'un fermion piégé n'est autre qu'une valeur propre de l'énergie d'un état lié dans le potentiel effectif 2.14 induit par le mur de domaine. Ces masses effectives sont appelées états de Kaluza-Klein. Le confinement d'un fermion sur un mur de domaine, ou une brane, a donc pour conséquence de leur concéder une masse. Il est également important de noter que les états gauche et droit d'un même fermion ne sont pas forcément localisés au même endroit et qu'il est même possible qu'un état lié n'existe pas. En considérant une solution de type kink exprimée par l'équation 2.8, le potentiel de confinement 2.14 revêt la forme d'un potentiel de Pöschl-Teller :

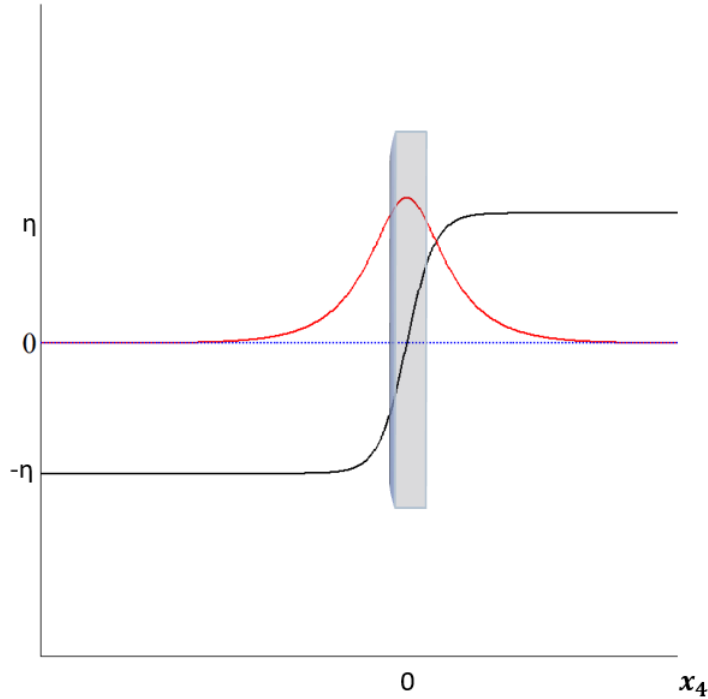
$$W_{G/D}(x_4) = \frac{1}{\xi^2} e^2 - \epsilon(\epsilon \pm 1) \frac{1}{\cosh^2(x_4/\xi)} \quad (2.15)$$

où  $\epsilon$  est un paramètre qui dépend des constantes du potentiel 2.5. Les équations 2.12 et 2.13 présentent des solutions analytiques bien connues pour chaque état de masse dans le cas d'un potentiel de Pöschl-Teller. L'ensemble de ces valeurs discrètes sont qualifiées de tour d'états de Kaluza-Klein. La solution pour un mode de masse nulle ( $m = 0$ ) est :

$$f_{0,G} = N_0 \cosh^{-\xi}(x_4/\epsilon) \sinh(x_4/\epsilon), \quad f_{0,D} = 0, \quad (2.16)$$

où  $N_0$  dépend de l'épaisseur de la brane  $\xi$  et de fonction  $\Gamma$  du paramètre  $\epsilon$ . Pour une solution kink du champ scalaire, le mode  $m = 0$  ne possède pas d'état droit. Inversement, pour une solution anti-kink du champ scalaire, seuls les états droits sont localisés. La figure 2.7 illustre le confinement d'un fermion associé à un état du bulk de masse nulle, c'est-à-dire décrit par la fonction d'onde donnée par l'équation 2.16, sur un mur de domaine - ou une brane - engendré par un soliton kink. On constate que le potentiel a bien pour effet de confiner la matière sur la brane.

FIGURE 2.7 – Confinement du mode de masse nulle d'un champ de fermion (en rouge) sur un mur de domaine localisé en  $x_4 = 0$ , induit par la présence d'un champ scalaire de type kink (en noir).



### 2.2.5 Mécanismes de confinement des champs de jauge

Comme nous l'avons dit dans la section précédente, les branes sont des régions du bulk où se localise la matière. Ainsi, la présence d'une dimension supplémentaire large pourrait nous être cachée suite au confinement de la matière usuelle, de l'électromagnétisme et des forces nucléaires forte et faible sur une brane, ou mur de domaine. Nous aurions alors bien l'impression de vivre dans un Univers à 3+1 dimensions. Nul besoin dans ce contexte d'avoir une dimension repliée selon un rayon de compactification très faible. Il existe de nombreux mécanismes capables de confiner les interactions de jauge et la matière sur les branes. Comme nous le verrons plus tard, l'existence des branes peut être contrainte au moyen d'expériences bas-bruit basées sur l'oscillation de neutrons lents. Ce phénomène ne dépend pas des mécanismes de confinement en jeu, c'est pourquoi ce chapitre ne les relate que très brièvement.

Dans les scénarios branaires, seule la gravitation peut se propager dans l'ensemble du bulk. Les trois autres interactions fondamentales ainsi que le champ de Higgs sont quant à eux confinés sur le feuillet d'espace-temps que constitue la brane. Pour que tout cela soit compatible avec ce que l'on connaît, il doit exister des mécanismes capables de les localiser sur un mur de domaine tout en retrouvant les lois physiques connues. De même, il doit exister des mécanismes permettant de retrouver sur la brane la gravité à 4 dimensions telle que nous la connaissons. Une des approches les plus connues pour localiser les bosons sur une brane tout en préservant l'invariance de jauge est celle de Dvali-Gabadadze-Porrati-Shifman [74, 75, 76, 77, 78]. Elle permet de retrouver les groupes de symétrie des interactions de jauge en partant d'un groupe de symétrie plus large existant dans le bulk qui, après brisure de symétrie, se transforme en un sous-groupe de symétrie compatible avec celui du Modèle Standard de la physique des particules. Cette approche a été formalisée à 4+1 dimensions, mais il existe néanmoins à ce jour des modèles permettant de la généraliser à plus de dimensions supplémentaires [78]. Les fonctions d'onde des fermions à N+1 dimensions peuvent également être localisées sur les branes à 3+1 dimensions grâce à un couplage de Yukawa entre les fermions du bulk et le champ scalaire responsable de la formation du mur de domaine [76, 79, 77, 78]. De même, la localisation du doublet de Higgs sur le mur de domaine peut se faire via un couplage entre le potentiel de Higgs et le champ scalaire [77, 78]. Pour finir, certains mécanismes permettent de localiser le mode zéro du graviton sur un mur de domaine et de restaurer ainsi la gravité à 3+1 dimensions [80, 77, 78].

## Références

- [1] T.D. Lee and C.N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.* 104 (1956) 254. [32](#)
- [2] A. Salam. On parity conservation and neutrino mass. *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 5 (1957) 299. [32](#)
- [3] R. Garwin, L.M. Lederman, M. Weinrich. Observation of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays : The magnetic moment of the free muon. *Phys. Rev.* 105 (1957) 1415. [32](#)
- [4] J.J. Friedman and V.L. Telegdi. Nuclear emulsion evidence for parity non-conservation in the decay chain  $\pi + \mu + e +$ . *Phys. Rev.* 105 (1957) 1681. [32](#)
- [5] L.D. Landau. On the conservation laws for weak interactions. *Nucl. Phys.* 3 (1957) 127. [32](#)
- [6] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay. Evidence for  $2\pi$  decay of the  $K_0^2$  meson. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 138. [32](#)
- [7] K. Nishijima and M. H. Saffouri. CP invariance and the shadow universe. *Phys. Rev. Lett.* 14 (1965) 205. [32](#)

- [8] L.B. Okun, I. Ya. Pomeranchuk. "Shadow universe" and neutrino experiment. *Phys. Lett.* 16 (1965) 338. [32](#)
- [9] I. Yu. Kobzarev, L.B. Okun, I. Ya. Pomeranchuk. On the possibility of observing mirror particles. *Sov. J. Nucl. Phys.* 3 (1966) 837. [32](#)
- [10] Z. Berezhiani. Through the looking-glass : alice's adventures in mirror world. *From Fields to Strings : Circumnavigating Theoretical Physics*, pp. 2147-2195 (2005). [32](#)
- [11] H.M. Hodges. Mirror baryons as the dark matter. *Phys. Rev. D* 47 (1993) 456. [32](#)
- [12] Z. Berezhiani, D. Comelli, F. L. Villante. The early mirror universe : inflation, baryogenesis, nucleosynthesis and dark matter. *Phys. Lett. B* 503 (2001) 362-375. [32](#), [33](#)
- [13] R. Foot. Mirror matter-type dark matter. *Int. J. Mod. Phys. D* 13 (2004) 2161-2192. [32](#)
- [14] Z. Berezhiani. Mirror world and its cosmological consequences. *Int. J. Mod. Phys. A* 19 (2004) 23 3775-3806. [32](#), [33](#)
- [15] Z. Berezhiani, F. Nesti, L. Pilo and N. Rossi. Gravity modification with yukawa-type potential :Dark matter and mirror gravity. *JHEP* 0907 (2009) 083. [32](#), [33](#)
- [16] R. Foot. Mirror dark matter :cosmology, galaxy structure and direct detection. *Int. J. Mod. Phys. A* 29 (2014) 1430013. [32](#), [33](#)
- [17] LUX Collaboration, D.S. Akerib, et al. First direct detection constraint on mirror dark matter kinetic mixing using LUX 2013 data. *Phys. Rev. D* 101 (2020) 1, 012003. [32](#), [34](#)
- [18] Z.G. Berezhiani and R.N. Mohapatra. Reconciling present neutrino puzzles : sterile neutrinos as mirror neutrinos. *Phys. Lett. B* 375 (1996) 26-36. [32](#), [33](#)
- [19] R. Foot and S. N. Gninenko. Can the mirror world explain the ortho-positronium lifetime puzzle? *Phys. Lett. B* 480 (2000) 171-175. [32](#), [33](#)
- [20] S.V. Demidov, D.S. Gorbunov, A.A. Tokareva. Positronium oscillations to mirror world revisited. *Phys. Rev. D* 85 (2012) 015022. [32](#)
- [21] C. Vigo, L. Gerchow, L. Liskay, A. Rubbia and P. Crivelli. First search for invisible decays of ortho-positronium confined in a vacuum cavity. *Phys. Rev. D* 97 (2018) 092008. [32](#), [33](#)
- [22] W. Krzemien, E. Perez del Rio, K. Kacprzak. Feasibility of ortho-positronium lifetime studies with the j-pet detector in context of mirror matter models. *Acta Phys. Pol. B* 51 (2020) 165. [32](#)
- [23] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *JETP* 5 (1967) 109. [32](#)
- [24] G. W.S. Hou. Source of CP violation for the baryon asymmetry of the universe. *Int. J. Mod. Phys. D* 20 (2011) 1521-1532. [32](#), [34](#)
- [25] E. Chanel, Z. Hodge, D. Ries, I. Schulthess, M. Solar, T. Soldner, O. Stalder, J. Thorne and F. M. Piegsa. The pulsed neutron beam EDM experiment. *EPJ Web Conf.* 219 (2019) 02004. [32](#), [34](#)
- [26] K.K.H. Leung, et al. The neutron electric dipole moment experiment at the Spallation Neutron Source. *EPJ Web Conf.* 219 (2019) 02005. [32](#), [34](#)
- [27] D. Wurm, et al. The panEDM neutron electric dipole moment experiment at the ILL. *EPJ Web Conf.* 219 (2019) 02006. [32](#), [34](#)

- [28] M.W. Ahmed, et al. A new cryogenic apparatus to search for the neutron electric dipole moment. *JINST* 14 P11017. [32](#), [34](#)
- [29] C. Abel, et al. Measurement of the permanent electric dipole moment of the neutron. *Phys. Rev. Lett.* 124 (2020) 081803. [32](#), [34](#)
- [30] The T2K Collaboration, K. Abe, R. Akutsu, et al. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations. *Nature* 580 (2020) 339–344. [32](#), [34](#)
- [31] R. Foot, H. Lew and R.R. Volkas. A model with fundamental improper spacetime symmetries. *Phys. Lett. B* 272 (1991) 67-70. [32](#), [33](#)
- [32] R. Foot and R.R. Volkas. Neutrino physics and the mirror world : How exact parity symmetry explains the solar neutrino deficit, the atmospheric neutrino anomaly and the LSND experiment. *Phys. Rev. D* 52 (1995) 6595. [32](#), [33](#)
- [33] Z.G. Berezhiani and R. N. Mohapatra. Reconciling present neutrino puzzles : sterile neutrinos as mirror neutrinos. *Phys. Lett. B* 375 (1996) 26-36. [32](#)
- [34] Z.G. Berezhiani, A.D. Dolgov and R.N. Mohapatra. Asymmetric inflationary reheating and the nature of mirror universe. *Phys. Lett. B* 375 (1996) 26-36. [32](#), [33](#)
- [35] R. Foot, H. Lew and R. R. Volkas. Unbroken versus broken mirror world : a tale of two vacua. *JHEP* 07 (2000) 032. [32](#), [33](#)
- [36] R. Foot, A. Yu Ignatiev and R. R. Volkas. Physics of mirror photons. *Phys. Lett. B* 503 (2001) 355-361. [32](#)
- [37] R. Foot. Generalized mirror matter models. *Phys. Rev. B* 632 (2006) 4. [32](#), [33](#)
- [38] L.B. Okun. Mirror particles and mirror matter : 50 years of speculation and search. *Physics-Uspekh* 50 (2007) 380. [32](#)
- [39] Z. Berezhiani and A. Lepidi. Cosmological bounds on the "millicharges" of mirror particles. *Phys. Lett. B* 681 (2009) 276-281. [32](#)
- [40] M. sarrazin and F. Petit. Brane matter, hidden or mirror matter, their various avatars and mixings : many faces of the same physics. *Eur. Phys. J. C* 72, 2230 (2012). [32](#)
- [41] Z. Berezhiani, L. Pilo and N. Rossi. Mirror matter, mirror gravity and galactic rotational curves. *Eur. Phys. J. C* 70 (2010) 305-316. [32](#), [33](#)
- [42] A. Addazi, Z. Berezhiani, R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, R. Cerulli, A. Incicchitti. DAMA annual modulation effect and asymmetric mirror matter. *Eur. Phys. J. C* 75 (2015) 400. [32](#), [33](#)
- [43] B. Paczynski. Gravitational Microlensing by the Galactic Halo. *Astrophys. J.* 304 (1986) 1 (1986). [33](#)
- [44] C. Alcock, et al. The MACHO Collaboration. The MACHO Project : Microlensing results from 5.7 years of LMC observations. *Astrophys. J.* 542 (2000) 281-307. [33](#)
- [45] C. Afonso et al. Limits on galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data. *Astron. Astrophys.* 400 (2003) 951. [33](#)
- [46] R. R. Uglesich et al. Evidence of Halo microlensing in M31. *ApJ* 612 (2004) 877. [33](#)
- [47] G. Pietrzyński. Twenty-five years of using microlensing to study dark matter. *Nature* 562 (2018) 349-350. [33](#)

- [48] R. Foot. Mirror matter-type dark matter. *Int. J. Mod. Phys. D* 13 (2004) 2161-2192. [33](#)
- [49] M. R. S. Hawkins. A new look at microlensing limits on dark-matter in the galactic halo. *A&A* 575 (2015) A107. [33](#)
- [50] Planck Collaboration, Y. Akrami, et al. Planck 2018 results VII, Isotropy and statistics of the CMB. *A&A* 641 (2020) A7. [33](#)
- [51] S. Hossenfelder. A bi-metric theory with exchange symmetry. *Phys. Rev. D* 78 (2008) 044015. [33](#)
- [52] Y. Akrami, S.F. Hassan, F. Könnig, A. Schmidt-May and A. R. Solomon. Bimetric gravity is cosmologically viable. *Phys. Lett. B* 748 (2015) 37-44. [33](#)
- [53] A. Schmidt-May and M. von Strauss. Recent developments in bimetric theory. *J. Phys. A: Math. Theor.* 49 (2016) 183001. [33](#)
- [54] V.V. Flambaum, M. Pospelov, A. Ritz and Y.V. Stadnik. Back to (mass-)square(d) one : the neutrino mass ordering in light of recent data. *Phys. Rev. D* 102 (2020) 035001. [34](#)
- [55] V.V. Flambaum, M. Pospelov, A. Ritz and Y.V. Stadnik. Sensitivity of EDM experiments in paramagnetic atoms and molecules to hadronic CP violation. *Phys. Rev. D* 102 (2020) 035001. [34](#)
- [56] G. Nordström. Sur une possibilité de l'unification des champs électromagnétique et gravitationnel. *Physik. Zeitschr.* 15 (1914) 504-506. [34](#)
- [57] Th. Kaluza. On the problem of unity in physics. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin.* (1921) 966-972. [34](#)
- [58] O. Klein. Quantum theory and five dimensional theory of relativity. *Z. Phys.* 37 (1926) 895-906. [34](#)
- [59] Ed. Witten. Search for a realistic kaluza-klein theory. *Nucl. Phys. B* 186 (1981) 412. [36](#)
- [60] R. J. Szabo. An introduction to string theory and d-brane dynamics. *Imperial College Press*, 2007. [36](#), [38](#)
- [61] I. Antoniadis. A possible new dimension at a few tev. *Phys. Lett. B* 246 (1990) 377. [37](#)
- [62] I. Antoniadis and K. Benakli. Production of kaluza-klein states at future colliders. *Phys. Lett. B* 331 (1994) 313. [37](#)
- [63] I. Antoniadis. Physics with large extra dimensions. *Pramana - J Phys* 62 (2004) 163-176. [37](#)
- [64] D. Carmi. TeV scale strings and scattering amplitudes at the LHC. *arXiv:1109.5161 [hep-th]*, 2015. [37](#)
- [65] N. Deutschmann, T. Flacke, and J. S. Kim. Current LHC constraints on minimal universal extra dimensions. *Phys. Lett. B* 771 (2017) 515-520. [37](#)
- [66] Particle Data Group. *Chin. Phys. C* 40 (2016) 100001. [37](#)
- [67] ATLAS Collaboration. *JHEP* 10 (2015) 134. [37](#)
- [68] A. H. Nima, D. Savas, D. Gia and K. Nemanja. Manyfold universe. *JHEP* 0012 (2000) 010. [38](#)
- [69] V.A Rubakov and M.E Shaposhnikov. Do we live inside a domain wall? *Phys. Lett. B* 125 (1983) 136. [38](#), [40](#)
- [70] D. Bazeiaa, F.A. Britob, F.G. Costa. First-order framework and domain-wall/brane-cosmology correspondence. *Phys. Lett. B* 661 (2008) 179-185. [38](#)

- [71] L. Randall and R. Sundrum. Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3370. [41](#)
- [72] L. Randall and R. Sundrum. An alternative to compactification. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4690. [41](#)
- [73] M. Sarrazin and F. Petit. Equivalence between domain-walls and "noncommutative" two-sheeted spacetimes : Model-independent matter swapping between branes. *Phys. Rev. D* 81 (2010) 035014. [41](#)
- [74] G. Dvali, G. Gabadadze, M. Shifman. (quasi)localized gauge field on a brane : Dissipating cosmic radiation to extra dimensions? *Phys. Lett. B* 497 (2001) 271. [43](#)
- [75] V.A. Rubakov S.L. Dubovsky. On models of gauge field localization on a brane. *Int. J. Mod. Phys. A*16 (2001) 4331-4350, *hep-th/0105243*. [43](#)
- [76] G. A. Palma. Confining the electroweak model to a brane. *Phys.Rev. D* 73 (2006) 045023. [43](#)
- [77] Y.-X. Liu. Introduction to extra dimensions and thick braneworlds. *Memorial Volume for Yi-Shi Duan*, pp. 211-275 (2018). [43](#)
- [78] R. Davies, D.P. George, R.R. Volkas. The standard model on a domain-wall brane? *Phys. Rev. D* 77 (2008) 124038. [43](#)
- [79] Y.-Y. Li, Y.-P. Zhang, W.-D. Guo and Y.-X. Liu. Fermion localization mechanism with derivative geometrical coupling on branes. *Phys. Rev. D* 95 (2017) 115003. [43](#)
- [80] G. Dvali, G. Gabadadze, M. Porrati. 4D gravity on a brane in 5D minkowski space. *Phys. Lett. B* 485 (2000) 208. [43](#)





## Chapitre 3

# Scénarios d’Univers branaires

### Sommaire

---

<a href="#">3.1 Supergravité d’Hořava-Witten</a>	49
<a href="#">3.2 Modèle de Chung-Freese</a>	51
<a href="#">3.3 Modèle ADD</a>	52
<a href="#">3.4 Gravité induite</a>	54
<a href="#">3.5 Extensions des différents modèles</a>	55
<a href="#">3.6 Scénarios ekpyrotiques</a>	55
<a href="#">Références</a>	59

---

Entre les années 1990 et 2000, il naît un engouement de la part de la communauté scientifique pour les scénarios d’univers branaires. En effet, de nombreux travaux décrivent notre univers visible comme un mur de domaine, c’est-à-dire une 3-brane, plongé dans un bulk comportant une, parfois deux, dimensions supplémentaires à celle de l’espace-temps usuel. Certains modèles considèrent également que plusieurs 3-branes peuvent coexister dans le bulk. Ces scénarios sont très variés, puisqu’ils considèrent tantôt des dimensions supplémentaires plates, tantôt courbées ou encore compactes. Ce chapitre vise à décrire certains de ces modèles ainsi que leurs motivations originelles.

### 3.1 Supergravité d’Hořava-Witten

L’intérêt porté aux scénarios cosmologiques considérant l’existence de plusieurs branes dans le bulk remonte au scénario de supergravité (SUGRA) à 11 dimensions élaboré en 1996 par Petr Hořava et Edward Witten [1, 2]. Ce modèle s’inscrit dans le cadre de la recherche d’une théorie du Tout, en lien avec la théorie des supercordes. Il s’agit d’une théorie de supergravité à 11 dimensions (11D-SUGRA) dans laquelle la 11<sup>ème</sup> dimension est compactifiée selon l’orbifold  $S_1/Z_2$ . Les théories de supergravité sont des théories qui combinent à la fois la relativité générale et la supersymétrie. Ces théories avaient à l’origine pour objectif d’unifier la mécanique quantique et la relativité générale. Aujourd’hui, elles sont considérées comme des théories effectives de la théorie des supercordes. Un orbifold est une extension de la notion de variété riemannienne qui peut contenir des singularités. En pratique, il s’agit d’espaces topologiques quotients compacts résultant d’une variété associée à un groupe de symétrie discrète. Dans le cadre des modèles cosmologiques à dimensions supplémentaires, les orbifolds font parfois office d’espace de compactification. L’orbifold  $S_1/Z_2$  est construit en appliquant les transformations suivantes à la coordonnée  $z$  de la 11<sup>ème</sup> dimension :

$$z \rightarrow -z \quad \text{et} \quad z + \pi R \rightarrow z, \tag{3.1}$$

et est donc équivalent au segment de droite  $[0, \pi R]$ , comme illustré à la figure 3.1. La supergravité à 11 dimensions d’Hořava-Witten est alors représentée sur l’espace mathématique  $R_{10} \times S_1/Z_2 = R_{10} \times [0, \pi] R$ .

Ce modèle permet de retrouver la limite en couplage fort de la théorie des cordes hétérotiques  $E_8 \times E_8$  si les champs de jauge sont localisés sur deux branes, chacune localisée à une extrémité du segment de droite. La gravité peut quant à elle se propager dans toutes les dimensions. Le groupe de symétrie  $E_8$  est un groupe de Lie complexe souvent rencontré dans les théories qui tentent d'unifier la gravitation avec les trois autres interactions fondamentales, comme la théorie des cordes hétérotiques. Ce groupe contient le groupe  $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$  du Modèle Standard de la physique des particules ainsi que de nombreuses autres particules et champs.

Dans le scénario de supergravité d'Hořava-Witten, la 11<sup>ème</sup> dimension est donc bornée par deux branes à 10 dimensions dans lesquelles évoluent les champs de jauge des groupes  $E_8$ . Parmi ces 10 dimensions, 6 d'entre-elles sont compactifiées selon une variété de Calabi-Yau. À basse énergie, c'est-à-dire pour des énergies inférieures à l'inverse du rayon de compactification des dimensions supplémentaires, ce modèle est donc équivalent à un système à deux 3-branes, chacune localisée à l'extrémité d'un segment de droite relatif à une quatrième dimension spatiale et correspond à l'espace mathématique  $M_4 \times S_1/Z_2$ . Chacune des branes porte une copie du Modèle Standard de la physique des particules, et bien plus encore, puisque le groupe de symétrie  $E_8$  est un groupe bien plus riche que le groupe du Modèle Standard seul.

Le modèle de supergravité à 11D d'Hořava et Witten a inspiré de nombreux travaux sur les modèles à deux branes, dont ceux de Randall et Sundrum [3, 4].

FIGURE 3.1 – Groupe compact  $S_1/Z_2$  pour un cercle  $S_1$  de rayon  $R$ . Tous les points diamétralement opposés du cercle  $S_1$  sont équivalents, excepté les points  $0$  et  $\pi R$  qui constituent les extrémités du segment de droite.

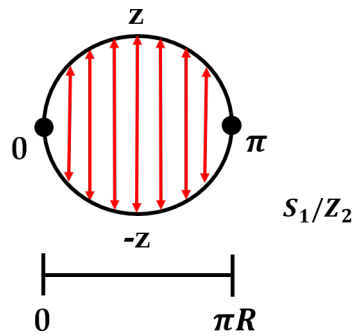
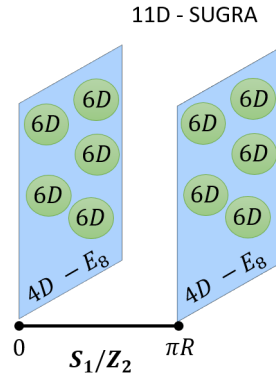


FIGURE 3.2 – Scénario de supergravité à 11 dimensions d’Hořava et Witten (11D-SUGRA). Deux branes sont localisées aux extrémités de la onzième dimension représentée par le segment de droite  $[0, \pi R]$ . Six des dix autres dimensions supplémentaires sont compactifiées selon une variété de Calabi-Yau (représenté par des cercles verts sur la figure). À basse énergie, ce scénario est équivalent à un système à deux branes plongé dans un bulk à 5 dimensions, chacune localisée à une extrémité d’une dimension supplémentaire compactifiée selon un segment de droite. La matière et les champs de jauge, représentés par le groupe  $E_8$ , sont localisés sur les branes. La supergravité (SUGRA) est quant à elle libre de se propager dans l’ensemble des 11 dimensions d’espace-temps.



### 3.2 Modèle de Chung-Freese

Dans les années 2000, Daniel J. H. Chung et Katherine Freese proposent une alternative à l’inflation cosmique (voir section 1.1.4) en établissant un modèle d’Univers composé de deux branes plongées dans un bulk à 4+1 dimensions [5, 6]. Les deux branes sont séparées l’une de l’autre d’une distance  $d$  par rapport à une dimension spatiale supplémentaire non compacte. Daniel Chung et Katherine Freese proposent une géométrie d’espace-temps "warped" ou courbée, c’est-à-dire que la métrique d’espace-temps revêt la forme particulière suivante :

$$ds^2 = dt^2 - a(z, t)^2 \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dz^2, \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, \quad (3.2)$$

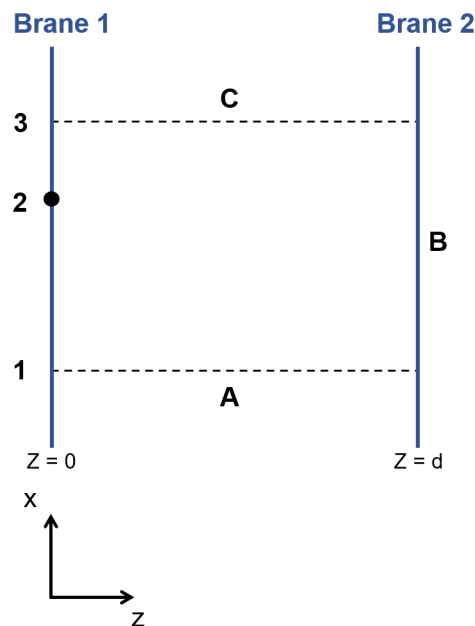
où  $z$  est la coordonnée associée à la dimension spatiale supplémentaire,  $x$  représente les coordonnées associées aux 3 dimensions spatiales usuelles et  $t$  est le temps. Le facteur  $a(z, t) = e^{-kz} a(t)$  est le facteur de distorsion qui caractérise une métrique *warped*. Une métrique est dite *warped* ou "tordue, courbée" lorsqu’une partie des coordonnées de la métrique subissent un changement d’échelle (rescaling) suite à la présence d’une fonction scalaire dépendant d’autres coordonnées, appelé facteur d’échelle ou facteur de distorsion ( $a(z, t)$  ici). En l’occurrence, dans le cas de la métrique de Chung-Freese, les 3 coordonnées spatiales usuelles sont affectées par la coordonnée  $z$  de la dimension spatiale supplémentaire. Le temps n’est quant à lui pas affecté par la coordonnée  $z$ , mais il peut l’être dans le cas de certaines autres métriques *warped*, comme celle utilisée dans les modèles branaires de Randall et Sundrum par exemple. Lorsque la coordonnée temporelle ne dépend pas de la position par rapport à la dimension supplémentaire, cela implique que les deux branes sont isochrones. Physiquement, cela implique que la partie spatiale de la métrique change en fonction de la position par rapport à la dimension supplémentaire  $z$ . En d’autres termes, la courbure change en fonction de la coordonnée  $z$ .

Ce modèle propose une alternative à l’inflation de l’Univers et permet d’expliquer le transfert d’information entre des régions causalement déconnectées de l’Univers primordial grâce à des « raccourcis » empruntés via la dimension supplémentaire  $z$ . La gravité peut en effet emprunter un raccourci en passant dans l’autre brane, pour ensuite revenir dans la brane originelle, comme illustré à la figure 3.3. La différence de valeur du facteur de distorsion  $a(z)$  dans les deux branes permet à la gravitation de parcourir une distance plus longue qu’elle n’aurait parcourue en restant dans la brane visible. Cela induit donc

une brisure de l'invariance de Lorentz locale  $SO(3,1)$  sur la brane. En effet, vu de la brane, tout se passe comme si la gravité se déplaçait plus vite que la vitesse de la lumière  $c$ , ce qui n'est pas le cas à l'échelle de bulk. Ce scénario implique que des régions très lointaines de l'Univers primordial, causalement déconnectées à l'échelle de notre univers visible (ou brane), ne l'étaient pas en pratique et permet d'expliquer l'homogénéité de notre Univers sans avoir recours à une phase d'inflation cosmique.

À l'heure actuelle, il n'y a pas de contrainte sur ce modèle en physique des particules. Une façon de tester expérimentalement ce scénario serait d'envisager la bascule de particules de matière dans la brane cachée et leur retour dans la brane visible. Cette perspective avait d'ailleurs été envisagée par Daniel Chung et Katherine Freese.

FIGURE 3.3 – Géodésiques de genre lumière dans un espace-temps à 4+1 dimensions composé de 2 3-branes. L'axe vertical  $x$  représente les trois coordonnées spatiales usuelles tandis que l'axe  $z$  représente la coordonnée de la dimension supplémentaire. Les branes sont représentées par les lignes verticales respectivement localisées en  $z = 0$  (brane visible) et  $z = d$  (brane cachée). La distance entre les points 1 et 2 représente la distance calculée usuellement en cosmologie à 3+1 dimensions et représente l'horizon cosmologique. En considérant le bulk dans son entièreté, un autre chemin possible est défini par ABC. En présence d'un couplage fort entre les deux branes, la gravité peut emprunter le raccourci défini par ABC en passant par la brane cachée et en revenant dans la brane visible au point 3 situé en dehors de l'horizon cosmologique. Les points 1 et 3, causalement déconnectés en absence de dimension supplémentaire, sont ici causalement reliés. Afin d'être cohérent avec notre vision actuelle de l'Univers, le couplage fort initialement présent entre les deux branes devrait avoir diminué suffisamment pour qu'aucune violation de l'invariance de Lorentz ne soit à ce jour observée. Ce modèle pourrait également impliquer la bascule de particules de matière dans la brane adjacente et leur retour dans la brane visible, ce qui constituerait un moyen de tester ce scénario.



### 3.3 Modèle ADD

L'une des zones d'ombre du modèle standard de la physique des particules est l'immense écart existant entre l'échelle d'énergie électrofaible ( $M_{\text{EF}} = 200 \text{ GeV}$ ) et l'échelle de Planck ( $M_{\text{P}} = G^{-1/2} = 10^{19} \text{ GeV}$ ) pour laquelle les trois constantes de couplage des interactions du Modèle Standard de la physique des particules sont supposées rejoindre celle de la gravitation. C'est le problème de hiérarchie. Formulé au-

trement, ce problème revient à tenter d'expliquer pourquoi la gravitation est si faible par rapport aux trois autres interactions fondamentales. En 1998, Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos et Gia Dvali, s'inspirant de l'idée originelle d'Ignatios Antoniadis [7], proposent une solution à ce problème en envisageant que les champs de fermions, de jauge et de Higgs sont piégés sur une brane à 3+1 dimensions et supposent l'existence de dimensions spatiales supplémentaires compactifiées à des longueurs comprises entre le millimètre et le femtomètre [8, 9]. Alors que les champs de matière sont confinés dans la brane, la gravitation est quant à elle libre de se propager dans l'ensemble des dimensions du bulk. Cette fuite de gravité dans les  $n$  dimensions supplémentaires serait à l'origine de la valeur observée de la masse de Planck, qui n'est alors qu'effective et nettement supérieure à l'échelle d'énergie de la gravitation dans l'ensemble du bulk.

L'approche ADD suppose que notre univers visible est une brane à 3+1 dimensions  $M_4$  plongée dans un bulk  $B_D$  à  $D$  dimensions, avec  $D = 4 + n$  où  $n$  est le nombre de dimensions supplémentaires. Ces  $n$  dimensions supplémentaires forment un espace compact  $K_n$ , souvent une variété toroïdale par simplicité, et ont un rayon identique noté  $R$ . L'espace mathématique qui décrit notre univers est alors  $B_D = M_4 \times K_n$ . Dans ce type de scénario, le potentiel gravitationnel pour deux masses  $m_1$  et  $m_2$  séparées d'une distance  $r$  très grande par rapport au rayon de compactification des extra dimensions ( $r \gg R$ ) revêt la forme suivante :

$$V = \frac{m_1 m_2}{M_D^{n+2} R^n r}, \quad (3.3)$$

où  $M_D$  est la masse de Planck à  $D$  dimensions dans le bulk. La masse de Planck observée à 4 dimensions est donc

$$M_P^2 = M_D^{n+2} R^n = M_D^{D-2} R^n. \quad (3.4)$$

Pour résoudre le problème de la hiérarchie, on peut poser par exemple  $M_D \approx M_{\text{EF}}$  et discuter les conséquences sur le nombre de dimensions supplémentaires  $n$  et leur taille  $R$ . La relation qui lie  $R$  à  $n$  et à  $M_D$  dans cette approche est donnée par :

$$R \approx 10^{\frac{30}{n-17}} \text{ cm} \left( \frac{1 \text{ TeV}}{M_D} \right)^{1+\frac{n}{2}}. \quad (3.5)$$

En revanche, lorsque les deux masses  $m_1$  et  $m_2$  sont séparées d'une distance  $r$  de l'ordre de la taille des dimensions supplémentaires ( $r \leq R$ ), elles ressentent le potentiel suivant

$$V = \frac{m_1 m_2}{M_D^{n+2} R^n} \frac{1}{r^{n+1}} \quad (3.6)$$

et sont donc sensibles aux effets engendrés par les dimensions supplémentaires. Un nouveau problème de hiérarchie émerge malheureusement des mécanismes de stabilisation du rayon  $R$  des dimensions supplémentaires. Le problème de hiérarchie de jauge est bien résolu, mais est remplacé par un problème de hiérarchie géométrique : la taille des dimensions supplémentaires est très grande par rapport à la longueur de Planck, échelle caractéristique de la gravité. Le modèle ADD reformule donc le problème de hiérarchie plutôt que de réellement le solutionner.

Néanmoins, ce problème peut être résolu de plusieurs manières, notamment en imposant la supersymétrie dans le bulk ou en considérant une seule dimension supplémentaire courbe (*warped*) comme dans le cas du modèle branaire de Randall et Sumdrum (RS1) proposé en 1999 [3]. Cette dernière approche considère une dimension spatiale supplémentaire courbée (*warped*) et compactifiée sur l'intervalle  $S_1/Z_2$ . Deux 3-branes sont localisées à chaque extrémité de l'intervalle et l'échelle de la gravitation change en fonction de la position sur la dimension supplémentaire et varie du TeV à l'échelle de Planck. Ainsi, l'échelle de la gravitation est celle du TeV sur la 3-brane qui porte le modèle standard de la physique des particules, et celle de l'échelle de Planck sur l'autre 3-brane. La hiérarchie de jauge effective ressentie

à 4 dimensions s'explique par la courbure de la dimension spatiale supplémentaire. Ce modèle branaire [3] et ses extensions (RS2, voir article [4]), bien que prometteurs et faisant l'objet de nombreuses publications, ne seront que très brièvement évoqués dans ce manuscrit, pour des raisons qui apparaîtront claires plus loin.

Un autre intérêt du modèle ADD est qu'il permet d'adresser le problème des neutrinos [10, 11, 12] (voir section 1.2.6). Il permet en effet de générer de petites masses pour les neutrinos. Quant aux neutrinos droits, ils sont représentés par des modes de KK résultant d'un champ de jauge se propageant dans l'entièreté du bulk.

Il existe de nombreuses variantes du modèle ADD en fonction du nombre de dimensions supplémentaires  $n$ , de leur rayon de compactification  $R$  et du choix de la valeur supposée de la masse de Planck du bulk  $M_D$ . Ce modèle a suscité un vif engouement de la communauté scientifique, car il implique toute une phénoménologie à la portée du grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN et de toute une série d'expériences visant à tester la loi de la gravitation à faibles distances. Par exemple, dans l'équation 3.5 pour  $M_D \approx 1$  TeV et  $n = 1$ , on a  $R = 10^{11} \text{ m} = 0.7 \text{ UA}$ , ce qui implique que des déviations importantes à la loi de la gravitation universelle devraient être observées à l'échelle du système solaire [13]. Une telle déviation est invalidée par les observations astronomiques. Pour  $n = 2$ , on a  $R \approx 1$  mm, ce qui a été expérimentalement exclu par une expérience de balance de torsion conduite en 2007 à l'Université de Washington qui a permis de poser la contrainte  $R \leq 44 \mu\text{m}$  sur le rayon des dimensions supplémentaires pour  $M_D = 1$  TeV [14]. Notons que ces limites sont uniquement valables pour une masse de Planck du bulk  $M_D$  de l'ordre du TeV. Le modèle ADD est aujourd'hui testé expérimentalement pour  $d \geq 3$ , ce qui donne lieu à des rayons  $R$  de l'ordre de  $10^{-9}$  m, ce qui est bien en dessous de la limite accessible par les tests actuels de la gravitation à faibles distances. L'intérêt des observations astronomiques et des tests de gravité à faibles distances est qu'ils permettent de poser des contraintes sur l'espace des paramètres possibles du modèle ADD. Des expériences telles que les pendules de torsion [15], q-Bounce [16, 17] ou encore de spectroscopie moléculaire [18] offrent de nouvelles voies pour tester la gravitation à faibles distances et sont prometteuses pour repousser les limites actuelles.

Tester la gravitation à faibles distances n'est pas le seul moyen pour contraindre expérimentalement ce scénario. En effet, il donne aussi lieu à des gravitons de Kaluza-Klein massifs. S'ils existent, ils pourraient être produits au LHC lors de collisions à haute énergie, ce qui permet ainsi de contraindre les paramètres du modèle [19, 20, 21]. En évaluant la section efficace de production de ces gravitons par le biais des données obtenues au LHC, les chercheurs ont pu fixer une contrainte sur la masse de Planck dans le bulk  $M_D$ , quel que soit le nombre de dimensions supplémentaires compactes  $n$  :  $M_D > 2$  TeV [19]. Pour  $n = 2$ , la dernière contrainte en date posée par la collaboration CMS est  $M_D > 9.9$  TeV et  $M_D > 5.3$  TeV pour  $n = 6$ . L'existence de ces gravitons massifs avait également des conséquences sur les supernovae et sur le fond diffus cosmologique, ce qui ajoute à la liste des contraintes d'origines astrophysique et cosmologique [22, 23, 24]. La contrainte actuelle la plus forte est tirée de limites provenant des étoiles à neutrons [23] :  $M_D > 701$  TeV pour  $n = 2$  et  $M_D > 25.5$  TeV pour  $n = 3$ .

### 3.4 Gravité induite

En 2000, Gia Dvali, Gregory Gabadadze et Massimo Porrati proposent un nouveau modèle à une dimension spatiale supplémentaire, connu sous le nom de modèle DGP ou de gravité induite [25]. Dans ce scénario, le modèle standard de la physique des particules est localisé sur une 3-brane plongée dans un bulk plat, vide et infini à 5 dimensions (la dimension supplémentaire étant donc non-compacte). L'approche DGP repose sur l'ajout d'un terme supplémentaire de gravité à 4D induit sur la brane dans l'action à 5D traditionnelle afin de retrouver la gravitation telle qu'on la connaît. Ce terme supplémentaire permet de corriger le propagateur du graviton suite à la présence des champs de matière sur la brane, ce qui permet de retrouver la gravitation usuelle à (3+1) dimensions. En revanche, dans le bulk, la gravitation est libre de se propager dans l'ensemble des dimensions, ce qui implique deux régimes de gravité différents.

L'un à courte distance (sur la brane), où la gravité est décrite par un potentiel Newtonien ( $V \sim 1/r^2$ ), l'autre à large échelle où la gravité est décrite par un potentiel différent. La transition entre ces deux régimes est de l'ordre du rayon de Hubble ( $R_c = c_0/H_0 = 14$  milliards d'années). Ce modèle conduit donc à une modification de la gravité à large échelle [25]. En particulier, ce modèle permet de retrouver l'accélération de l'Univers sans inclure de constante cosmologique ou d'énergie sombre [26]. Ce modèle cosmologique a donné lieu à une phénoménologie très riche [27, 28, 29]. Cependant des questions demeurent sur la viabilité de ce scénario en raison de l'existence de cutoffs à basse énergie, et de l'existence de champs dits "fantômes" associés à des densités d'énergie négatives [30, 31, 32, 33, 34, 35]. En 2008 et 2009, des contraintes très fortes ont été posées sur la version originale de cette approche, déjà mise à mal en 2006 [36], grâce à l'observation du fond diffus cosmologique et des supernovae de type 1a [37, 38], ce qui a grandement diminué l'attrait de ce modèle aux yeux de la communauté scientifique. Certains modèles de gravité induite, dérivant du modèle DGP, sont néanmoins toujours étudiés de nos jours [39, 40, 41, 42, 43].

### 3.5 Extensions des différents modèles

Le modèle historique DGP évoqué ci-dessus consiste en un bulk à 5 dimensions. Néanmoins, de nombreuses extensions de ce scénario pour des bulks à 6 dimensions sont étudiées dans la littérature [44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55]. Les modèles branaires à 6 dimensions sont souvent plus réalistes d'un point de vue physique que ceux ne comportant qu'une seule dimension spatiale supplémentaire [44, 49, 50, 51, 52, 53]. Le modèle branaire de Chung-Freese n'a jamais été étudié dans le cadre de plus d'une dimension supplémentaire, mais il pourrait néanmoins être étendu dans ce sens.

### 3.6 Scénarios ekpyrotiques

L'avènement de la cosmologie branaire dans les années 2000 offre des pistes pour appréhender ce que pourrait être l'Univers avant le Big Bang. Ce dernier suggère qu'à l'instant  $t = 0$ , l'Univers était équivalent à une singularité, appelée singularité initiale. Certains modèles de pré Big Bang proposent au contraire des alternatives permettant d'éviter cette singularité initiale, comme c'est le cas par exemple des modèles d'Univers cycliques. En 2001, Justin Khoury, Burt A. Ovrut, Paul J. Steinhardt et Neil Turok proposent un nouveau modèle cosmologique, appelé scénario ekpyrotique [56], dans lequel le Big Bang chaud est la conséquence d'une collision de branes dans le bulk. Lors de la collision, les deux branes échangent des quantités phénoménales d'énergie, conduisant à la formation de la soupe primordiale de quarks et de gluons que notre univers a connue dans ses tout premiers instants. Les modèles ekpyrotiques ont l'avantage de générer une accélération de l'expansion de l'Univers sans avoir recours à une constante cosmologique ou une forme d'énergie sombre. Dans ce contexte, l'accélération de l'expansion est en effet naturellement réinterprétée comme une faible attraction gravitationnelle résultant d'une brane parallèle à la nôtre dans le bulk [57]. Le potentiel d'interaction entre les deux branes peut en effet être modélisé par un champ scalaire qui ressemble à l'inflaton et agit comme une constante cosmologique supplémentaire. Ce potentiel dépend du temps et décroît en fonction de la distance entre les deux branes. La présence de cette brane adjacente peut conduire à d'autres collisions de branes, ce qui fait de ce paradigme un cas particulier d'univers cyclique [57]. De plus, beaucoup de ces scénarios impliquent également des phases de contraction de l'univers, donnant lieu à un Big Crunch [57, 58, 59]. Ces scénarios constituent également des alternatives à l'inflation cosmique [60], car ils permettent de rendre compte de l'homogénéité et de la platitude l'univers, sans recourir à un champ scalaire supplémentaire. De plus, l'hypothèse ekpyrotique constitue une piste pour expliquer la présence d'un point froid dans le fond diffus cosmologique [61, 62]. En tant qu'alternatives au modèle cosmologique standard, les scénarios ekpyrotiques sont toujours étudiés de nos jours et font l'objet de nombreux articles scientifiques chaque année [62, 58, 59, 63]. Une corroboration expérimentale possible d'un tel paradigme pourrait bien se trouver dans la mesure de la polarisation des ondes gravitationnelles au moyen des détecteurs LIGO, VIRGO et LISA [64, 63].



Les scénarios ekpyrotiques sont des conséquences des modèles d'Univers à deux branes qui seront étudiés tout au long de cette thèse de doctorat.

## Références

- [1] P. Hořava and E. Witten. Heterotic and type I string dynamics from eleven dimensions. *Nucl. Phys. B* 460 (1996) 506. [49](#)
- [2] P. Hořava and E. Witten. Eleven-dimensional supergravity on a manifold with boundary. *Nucl. Phys. B* 475 (1996) 94-114. [49](#)
- [3] L. Randall and R. Sundrum. Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3370–3373. [50](#), [53](#), [54](#)
- [4] L. Randall and R. Sundrum. An alternative to compactification. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4690–4693. [50](#), [54](#)
- [5] D. J. H. Chung and K. Freese. Can geodesics in extra dimensions solve the cosmological horizon problem? *Phys. Rev. D* 62 (2000) 063513. [51](#)
- [6] F. Loup, P. A. Santos and D. Martins da Silva Santos. The dynamics of Chung-Freese braneworld. *Gen. Relativ. Gravit.* 35 (2003) 2035–2044. [51](#)
- [7] I. Antoniadis. A possible new dimension at a few tev. *Phys. Lett. B* 246 (1990) 377. [53](#)
- [8] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett. B* 429 (1998) 263-272. [53](#)
- [9] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with sub-millimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *Phys. Rev. D* 59 (1999) 086004. [53](#)
- [10] K. R. Dienes, E. Dudas and T. Gherghetta. Light neutrinos without heavy mass scales : a higher-dimensional seesaw mechanism. *Nucl. Phys. B* 557 (1999) 25. [54](#)
- [11] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. R. Dvali and J. March-Russell. Neutrino masses from large extra dimensions. *Phys. Rev. D* 65 (2001) 024032. [54](#)
- [12] G. R. Dvali and A. Yu. Smirnov. Probing large extra dimensions with neutrinos. *Nucl. Phys. B* 563 (1999) 63–81. [54](#)
- [13] E.G. Adelberger, B.R. Heckel, A.E. Nelson. Tests of the gravitational inverse-square law. *Annual Review of Nuclear and Particle Science Vol. 53* :77-121. [54](#)
- [14] D.J. Kapner, T.S. Cook, E.G. Adelberger, J.H. Gundlach, B.R. Heckel, C.D. Hoyle, H.E. Swanson. Tests of the gravitational inverse-square law below the dark-energy length scale. *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 021101. [54](#)
- [15] L. J. Hall and D. Tucker-Smith. New test of the gravitational  $1/r^2$  law at separations down to 52  $\mu\text{m}$ . *Phys. Rev. Lett.* 124 (2020) 101101. [54](#)
- [16] H. Abele, et al. qBounce, the quantum bouncing ball experiment. *New J. Phys.* 14 (2012) 055010. [54](#)
- [17] H. Abele and H. Leeb. Gravitation and quantum interference experiments with neutrons. *New J. Phys.* 14 (2012) 055010. [54](#)

- [18] E. J. Salumbides, et al. Constraints on extra dimensions from precision molecular spectroscopy. *New J. Phys.* 17 (2015) 033015. [54](#)
- [19] J. Kretzschmar, ATLAS and CMS collaborations. Searches for extra dimensions with the ATLAS and CMS detectors. *Nucl. and Part. Phys. Proc.* 273-275 (2016) 541-545. [54](#)
- [20] M. V. Savina. Searches for Kaluza-Klein graviton excitations and microscopic black holes with the aid of the CMS detector at the LHC. *Phys. Atom. Nuclei* 78 (2015) 532–536. [54](#)
- [21] CMS Collaboration. Search for new physics in final states with an energetic jet or a hadronically decaying W or Z boson and transverse momentum imbalance at  $\sqrt{s}= 13$  TeV. *Phys. Rev. D* 97 (2018) 092005. [54](#)
- [22] C. Hanhart, J. A. Pons, D. R. Phillips and S. Reddy. The likelihood of GODs' existence : improving the SN1987a constraint on the size of large compact dimensions. *Phys. Lett. B*509 (2001) 1–9. [54](#)
- [23] S. Hannestad and G.G.Raffelt. Supernova and neutron-star limits on large extra dimensions reexamined. *Phys. Rev. D* 67 (2003) 125008. [54](#)
- [24] L. J. Hall and D. Tucker-Smith. Cosmological constraints on theories with large extra dimensions. *Phys. Rev. D*60 (1999) 085008. [54](#)
- [25] G. Dvali, G. Gabadadze and M. Porrati. 4D gravity on a brane in 5D minkowski space. *Phys. Lett. B* 485 (2000) 208-214. [54](#), [55](#)
- [26] C. Deffayet, G. Dvali and G. Gabadadze. Accelerated universe from gravity leaking to extra dimensions. *Phys. Rev. D* 65 (2002) 044023. [55](#)
- [27] K. Koyama and R. Maartens. Structure formation in the DGP cosmological model. *JCAP* 0601 (2006) 016. [55](#)
- [28] A. Lue. The phenomenology of dvali-gabadadze-porrati cosmologies. *Phys. Rept.* 423 (2006) 1-48. [55](#)
- [29] A. Lue, R. Scoccimarro and G. D. Starkman. Probing newton's constant on vast scales : DGP gravity, cosmic acceleration and large scale structure. *Phys. Rev. D* 69 (2004) 124015. [55](#)
- [30] M. A. Luty, M. Porrati and R. Rattazzi. Strong interactions and stability in the DGP model. *JHEP* 0309 (2003) 029. [55](#)
- [31] K. Koyama. Are there ghosts in the self-accelerating brane universe? *Phys. Rev. D* 72 (2005) 123511. [55](#)
- [32] D. Gorbunov, K. Koyama and S. Sibiryakov. More on ghosts in DGP model. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 044016. [55](#)
- [33] C. Deffayet, G. Gabadadze and A. Iglesias. Perturbations of self-accelerated universe. *JCAP* 0608 (2006) 012. [55](#)
- [34] R. Gregory, N. Kaloper, R. C. Myers, A. Padilla. A new perspective on DGP gravity. *JHEP* 0710 (2007) 069. [55](#)
- [35] K. Koyama. Ghosts in the self-accelerating universe. *Class. Quant. Grav.* 24 (2007) R231-R253. [55](#)
- [36] R. Maartens and E. Majerotto. Observational constraints on self-accelerating cosmology. *Phys. Rev. D* 74 (2006) 023004. [55](#)

- [37] W. Fang, et al. Challenges to the DGP model from horizon-scale growth and geometry. *Phys. Rev. D* 78 (2008) 103509. [55](#)
- [38] L. Lombriser, W. Hu, W. Fang and U. Seljak. Cosmological constraints on DGP braneworld gravity with brane tension. *Phys. Rev. D* 80 (2009) 063536. [55](#)
- [39] F. Sbisè. Degravitation and the cascading DGP model. *Universe* 4 (2018) 136. [55](#)
- [40] M. Biswas, U. Debnath, S.b Ghosh. Generalized ghost dark energy in DGP model. *Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.* 16 (2019) 1950178. [55](#)
- [41] M. Biswas, U. Debnath, S.b Ghosh. Thermodynamic and observational constraints of DGP braneworld in the light of nonlinear electrodynamics. *Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.* 16 (2019) 1950173. [55](#)
- [42] A. Jawad, S. Qummer, S. Rani and M. Younas. Cosmological and thermodynamics consequences of viscous modified theories of gravity. *Mod. Phys. Lett. A* 34 (2019) 1950287. [55](#)
- [43] N. C. White, et al. Robust numerical computation of the 3d scalar potential field of the cubic galileon gravity model at solar system scales. *Phys. Rev. D* 102 (2020) 024033. [55](#)
- [44] T. Gherghetta and M. Shaposhnikov. Localizing gravity on a string-like defect in six dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 240-243. [55](#)
- [45] P. Kanti, R. Madden and K. A. Olive. A 6-d brane world model. *Phys. Rev. D* 64 (2001) 044021. [55](#)
- [46] C. Ringeval, P. Peter, J-P Uzan. Stability of six-dimensional hyperstring braneworlds. *Phys. Rev. D* 71 (2005) 104018. [55](#)
- [47] E.I. Guendelman and E. Spallucci. Conformally invariant gauge theory of 3-branes in 6D and the cosmological constant. *Phys. Rev. D* 70 (2004) 026003. [55](#)
- [48] N. Kaloper. Origami world. *JHEP* 0405 (2004) 061. [55](#)
- [49] S. Aguilar and D. Singleton. Fermion générations, masses and mixings in a 6D brane model. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 085007. [55](#)
- [50] Y-X Liu, L. Zhao and Y-S Duan. Localization of fermions on a string-like defect. *JHEP* 0704 (2007) 097. [55](#)
- [51] A. Flachi and M. Minamitsuji. Field localization on brane intersections in anti-de Sitter spacetime. *Phys. Rev. D* 79 (2009) 104021. [55](#)
- [52] G. Cacciapaglia, Aldo Deandrea and J. Llodra-Perez. A dark matter candidate from lorentz invariance in 6D. *JHEP* 03 (2010) 083. [55](#)
- [53] G. A. Diamandis, B. C. Georgalas, P. Kouroumalou and A. B. Lahanas. Six-dimensional origin of gravity-mediated brane to brane supersymmetry breaking. *Phys. Rev. D* 89 (2014) 085007. [55](#)
- [54] G. A. Diamandis, B. C. Georgalas, P. Kouroumalou and A. B. Lahanas. Six-dimensional origin of gravity-mediated brane to brane supersymmetry breaking. *Phys. Rev. D* 89 (2014) 085007. [55](#)
- [55] D. M. Dantas, D. F. S. Veras, J. E. G. Silva and C. A. S. Almeida. Fermionic kaluza-klein modes in the string-cigar braneworld. *Phys. Rev. D* 92 (2015) 104007. [55](#)
- [56] J. Khoury, B. A. Ovrut, P. J. Steinhardt and N. Turok. The ekpyrotic universe : colliding branes and the origin of the hot big bang. *Phys. Rev. D* 64 (2001) 123522. [55](#)

- [57] J-L Lehnars. Ekpyrotic and cyclic cosmology. *Phys. Rept.* 465 (2008) 223-263. [55](#)
- [58] A. Ijjas and P.J. Steinhardt. A new kind of cyclic universe. *Phys. Lett. B* 795 (2019) 666-672. [55](#)
- [59] N. D. Barrie. Big Bounce baryogenesis. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2020 (2020) 008. [55](#)
- [60] P. Peter. Observing alternatives to inflation. *PoS 2009* (2009) 003. [55](#)
- [61] J.A.R. Cembranos, A. de la Cruz-Dombriz, A. Dobado and A.L. Maroto. Is the cmb cold spot a gate to extra dimensions? *JCAP* 10 (2008) 039. [55](#)
- [62] R. Mackenzie, et al. Evidence against a supervoid causing the CMB cold spot. *MNRAS* 470 (2017) 2328-2338. [55](#)
- [63] R. Brandenberger and Z. Wang. Nonsingular ekpyrotic cosmology with a nearly scale-invariant spectrum of cosmological perturbations and gravitational waves. *Phys. Rev. D* 101 (2020) 063522. [55](#)
- [64] A. Ito and J. Soda. Primordial gravitational waves induced by magnetic fields in an ekpyrotic scenario. *Phys. Lett. B* 771 (2017) 415-420. [55](#)



## Chapitre 4

# Phénoménologie du neutron dans les modèles d'univers à deux branes

### Sommaire

---

<a href="#">4.1 Description à basse énergie d'un Univers à deux 3-branes</a>	62
<a href="#">4.2 Généralisation de l'approche</a>	65
<a href="#">4.3 Expérience de stockage de neutrons ultra-froids</a>	65
<a href="#">4.4 Expérience de neutrons passe-murailles</a>	66
<a href="#">Références</a>	71

---

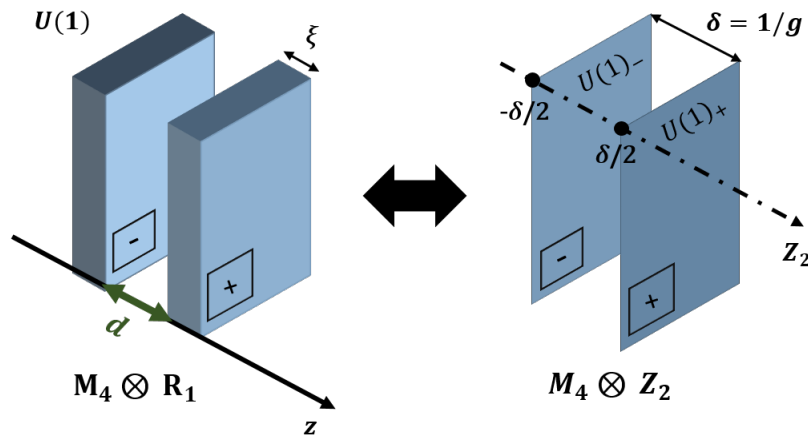
Comme vu au chapitre précédent, certains modèles au-delà des Modèles Standards de la physique moderne supposent l'existence d'Univers branaire. Selon cette hypothèse, notre univers visible pourrait être une hypersurface à 3+1 dimensions plongée dans un bulk à plus de dimensions encore. Si cette hypothèse s'avère exacte, plusieurs 3-branes pourraient coexister dans le bulk.

Ce troisième chapitre a pour but de présenter le modèle qui a motivé cette thèse de doctorat - une description d'un univers à deux 3-branes par un bi-feuillet  $M_4 \otimes Z_2$  en géométrie non commutative, introduit en 2005 et 2010 par M. Sarrazin et F. Petit [1, 2]. Les conséquences phénoménologiques et expérimentales de ce modèle sont également introduites [3, 4, 5]. Cette description repose sur une théorie de murs de domaine établie par Rubakov et Shaposhnikov (voir section 2.2.3) et permet de décrire la dynamique quantique des fermions à basse énergie dans un univers à deux 3-branes. Ce modèle a permis de mettre en évidence la possibilité pour un neutron de basculer vers une brane cachée, portant une copie du Modèle Standard de la physique des particules. Il en résulte une nouvelle approche phénoménologique pour tester et contraindre les scénarios d'univers branaires, qui a donné lieu à l'élaboration d'expériences impliquant des neutrons.

## 4.1 Description à basse énergie d'un Univers à deux 3-branes

La dynamique des fermions dans un système à deux 3-branes correspond à basse énergie - c'est-à-dire en dessous de l'échelle du GeV - à la dynamique de fermions dans un bi-feuillet d'espace-temps  $M_4 \otimes Z_2$  dans le contexte de la géométrie non-commutative [6, 1, 2], cf. figure 4.1. Les deux feuilletts sont sans épaisseur et séparés d'une distance effective  $\delta = 1/g$ , où  $g$  est la constante de couplage entre les fermions dans chaque brane. L'espace effectif discret  $Z_2$  se substitue à la dimension supplémentaire réelle  $R_1$ . En chaque point de  $Z_2$  réside un espace quadridimensionnel  $M_4$  doté de sa propre métrique [2].

FIGURE 4.1 – Schéma d'un univers à deux branes plongées dans un bulk  $M_4 \otimes R_1$ . Les branes sont caractérisées par une épaisseur  $\xi \sim M_B^{-1}$  le long d'une dimension supplémentaire.  $M_B$  est l'échelle d'énergie des branes, séparées d'une distance interbranaire  $d$ . À basse énergie, la dynamique des fermions dans cet univers est la même que celle dans un bi-feuillet d'espace-temps non-commutatif  $M_4 \otimes Z_2$ , caractérisé par une distance interbranaire effective  $\delta = 1/g$ , où  $g$  est la constante de couplage entre les états de fermion localisés dans chaque brane [2].



Cette description à basse énergie fut formellement démontrée en 2010 par Michaël Sarrazin et Fabrice Petit [2] à partir d'une approche inspirée de la combinaison linéaire d'orbitales atomiques en chimie quantique, étendue dans ce cas particulier aux états liés des fermions sur les branes. Ce résultat est fort, car il est indépendant de la théorie à haute énergie du système à deux 3-branes, c'est-à-dire qu'il est valable quelles que soient les propriétés du bulk (c'est-à-dire de la métrique, du nombre de dimensions supplémentaires et de leur caractère compact ou courbé), le mécanisme de confinement des champs de jauge, de matière et du doublet de Higgs sur les 3-branes. Le champ de jauge électromagnétique du bulk  $U(1)$  se substitue quant à lui par un champ de jauge effectif  $U(1)_+ \otimes U(1)_-$  dans l'espace-temps  $M_4 \times Z_2$ . Le mécanisme de Dvali-Gabadadze-Shifman (voir section 2.2.5) mène à la localisation des champs de jauge  $U(1)_\pm$  sur les branes, respectivement notées + et - [2].

À titre illustratif, considérons deux défauts topologiques d'un bulk à cinq dimensions. Par exemple, suivant l'approche de Rubakov et Shaposhnikov [7], considérons deux murs de domaine respectivement décrits par une paire de solitons kink - anti-kink dans un bulk plat à cinq dimensions  $M_4 \times R_1$ . Le lagrangien d'un tel système est [2] :

$$\mathcal{L}_{M_4 \times R_1} = \frac{1}{2} (\partial_A \Phi) (\partial^A \Phi) - V(\Phi) + \bar{\Psi} (i\Gamma^A (\partial_A + i\mathcal{A}_A) - \lambda \Phi) \Psi, \quad (4.1)$$

où le dernier terme correspond au contenu matériel.  $\mathcal{A}_A$  est le champ de jauge du groupe  $U(1)$  du bulk et  $\Phi$  le champ scalaire. Le potentiel  $V(\Phi)$  garanti l'existence des solutions kink et anti-kink, c'est-à-dire des murs de domaine au sens de Rubakov et Shaposhnikov [7] et est donné par l'équation 2.4.  $\Psi$  est le champ de matière fermionique de masse nulle, couplé au champ scalaire  $\Phi$  grâce à terme de couplage de Yukawa

$\lambda \bar{\Psi} \Phi \Psi$  avec  $\lambda$  la constante de couplage. Le lagrangien effectif décrivant la dynamique des fermions dans le système d'univers à deux branes est donné par :

$$\mathcal{L}_{M_4 \times Z_2} = \bar{\Psi} (i \mathcal{D} - M) \Psi, \quad (4.2)$$

où  $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix}$  est un champ fermionique à deux niveaux, avec  $\Psi_{\pm}$  les fonctions d'onde des fermions confinés sur les branes (+) et (-). Les opérateurs dérivées agissant sur  $M_4$  et  $Z_2$  sont  $D_{\mu} = \mathbf{1}_{8 \times 8} \partial_{\mu}$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) et  $D_5 = ig\sigma_2 \otimes \mathbf{1}_{4 \times 4}$ , respectivement, et l'opérateur de Dirac agissant sur l'espace  $M_4 \times Z_2$  est défini comme  $\mathcal{D} = \Gamma^N D_N = \Gamma^{\mu} D_{\mu} + \Gamma^5 D_5$  où :  $\Gamma^{\mu} = \mathbf{1}_{2 \times 2} \otimes \gamma^{\mu}$  et  $\Gamma^5 = \sigma_3 \otimes \gamma^5$ .  $\gamma^{\mu}$  et  $\gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$  sont les matrices de Dirac usuelles et  $\sigma_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ) les matrices de Pauli.

Le champ de jauge du bulk  $\mathcal{A}_A$  se scinde en deux champs de jauge  $A_{\mu}^{\pm}$  localisés sur chacun des murs de domaine. Le champ électromagnétique  $\mathbb{A} \sim \text{diag}(iq\gamma^{\mu} A_{\mu}^+, iq\gamma^{\mu} A_{\mu}^-)$  est introduit dans l'équation de Dirac par  $\mathcal{D}_A \rightarrow \mathcal{D} + \mathbb{A}$  [2]. Dans ce cadre, l'équation de Dirac à deux branes s'écrit selon :

$$(i \mathcal{D} - M) \Psi = \begin{pmatrix} i\gamma^{\mu} (\partial_{\mu} + iqA_{\mu}^+) - m & ig\gamma^5 - im_r \\ ig\gamma^5 + im_r & i\gamma^{\mu} (\partial_{\mu} + iqA_{\mu}^-) - m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix} = 0 \quad (4.3)$$

avec  $A_{\mu}^{\pm}$  les composantes des deux quadripotentiels vecteurs électromagnétiques localisés sur les branes (+) et (-) et  $m$  la masse effective du fermion piégé sur les branes. Cette dernière n'est autre qu'une valeur propre de l'énergie  $mc^2$  d'un état lié dans le potentiel effectif induit par le mur de domaine. Le potentiel effectif dépend de la chiralité du fermion. Par exemple, pour un état du bulk de masse nulle, les états gauche et droit d'une même particule ne sont pas forcément localisés au même endroit et il est également possible qu'un état lié n'existe pas. Ces masses effectives discrètes sont appelées «états de Kaluza-Klein». Constatons à ce stade que le confinement de fermions sans masse dans un espace-temps à 5 dimensions sur une brane à 3 dimensions d'espace a pour conséquence de leur conférer une masse. Le terme de couplage de masse, résultant du terme anti-diagonal  $m_r$ , résulte d'un univers formé de deux murs de domaine [2]. La phénoménologie liée à  $m_r$  peut être négligée comparée à la phénoménologie résultant de la constante de couplage  $g$  [2]. Les termes proportionnels à  $g$  sont appelés termes de couplage géométrique. Notons que l'équation (4.3) est typique d'un bi-feuillet d'espace-temps non-commutatif  $M_4 \times Z_2$  [2] tel que décrit par A. Connes et al.

Afin d'illustrer la phénoménologie d'un univers à deux branes à basse énergie tel que décrit par le modèle  $M_4 \otimes Z_2$ , la limite non relativiste de l'équation de Dirac (4.3) est établie [2] :

$$i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \chi^+ \\ \chi^- \end{pmatrix} = \{\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\mathbf{cm}} + \mathbf{H}_{\mathbf{c}} + \mathbf{H}_{\mathbf{s}}\} \begin{pmatrix} \chi^+ \\ \chi^- \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

avec

$$\mathbf{H}_0 = \text{diag} \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla - i \frac{q}{\hbar} \mathbf{A}^+)^2 - \frac{1}{2} \mu g_s \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_+ + q\phi^+ + V^+, \right. \\ \left. -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla - i \frac{q}{\hbar} \mathbf{A}^-)^2 - \frac{1}{2} \mu g_s \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_- + q\phi^- + V^- \right], \quad (4.5)$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{cm}} = ig\mu_n \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \cdot \{\mathbf{A}^+ - \mathbf{A}^-\} \\ -\boldsymbol{\sigma} \cdot \{\mathbf{A}^+ - \mathbf{A}^-\} & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

et

$$\mathbf{H}_{\mathbf{c}} = \begin{pmatrix} 0 & m_c c^2 \\ m_c^* c^2 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

où  $\mu_n$  la norme du moment magnétique de la particule étudiée, ici le neutron. Notons que  $\mathbf{A}^+$  et  $\mathbf{A}^-$  sont respectivement les potentiels vecteurs magnétiques de la brane visible et de la brane cachée. Des



mesures astrophysiques permettent d'évaluer la valeur du potentiel vecteur de notre univers. Cette valeur est de l'ordre de  $10^9 T m$  [8]. Les termes  $V^+$  et  $V^-$  sont ajoutés afin de tenir compte des potentiels gravitationnels de chaque brane. L'équation (4.4) constitue un système à deux niveaux.

L'hamiltonien  $\mathbf{H}_{cm}$  correspond à un couplage géométrique impliquant l'électromagnétisme et  $\mathbf{H}_c$  un terme de couplage de masse. Physiquement, la constante de couplage  $g$  correspond à une intégrale de recouvrement entre les fonctions d'onde extra dimensionnelles relatives aux deux branes et elle peut être approximée comme

$$g \propto \frac{1}{\xi} \exp\left(\frac{-nd}{\xi}\right), \quad (4.8)$$

où  $d$  est la distance réelle entre les deux branes et  $n$  est une constante de l'ordre de l'unité. Comme nous le verrons, la valeur de  $g$  peut être contrainte expérimentalement. À ce stade, l'expression (4.8) de  $g$  dont dépend la probabilité de bascule (4.12) est valable pour des états de masse de Kaluza-Klein. On comprend donc aussi l'intérêt d'envisager un calcul réaliste de  $g$  dans le cas spécifique du neutron, qui est, entre autres, l'objet de cette thèse de doctorat. Ainsi, il est possible d'obtenir des informations sur la présence d'autres branes par des expériences à basse énergie, même si l'échelle d'énergie des branes correspond à l'échelle de Planck. En effet, la matière peut osciller d'une brane à une autre, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, ce qui permet de sonder  $g$ .

Le modèle permet de mettre en évidence une particularité intéressante des neutrons [2]. Un neutron initialement localisé dans notre brane visible peut en effet «basculer» au sein d'une brane cachée, pour peu que celle-ci porte une copie du Modèle Standard de la physique des particules [2]. La probabilité  $P_-$  d'observer le neutron dans la brane cachée à l'instant  $t$  est donnée par [2] :

$$P_- = \frac{4\Omega_p^2}{\Omega_0^2 + 4\Omega_p^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\Omega_0^2 + 4\Omega_p^2}}{2} t\right), \quad (4.9)$$

avec

$$\Omega_0 = \frac{V_+ - V_-}{\hbar}, \quad (4.10)$$

et

$$\Omega_p = \frac{g \mu_n A_{amb}}{\hbar}, \quad (4.11)$$

où  $V_+ - V_-$  et  $A_{amb}$  sont respectivement la différence des énergies gravitationnelles et la différence des potentiels vecteurs ressentis par le neutron dans chaque brane. Admettons dans un premier temps que  $\Omega_p \gg \Omega_0$ . La probabilité  $P_-$  se réduit alors à  $\sin^2(\Omega_p t)$ . La moyenne temporelle de cette probabilité est 1/2. Cela signifie que les particules de matière sont à moitié dans la brane visible et à moitié dans une brane cachée. Ce n'est pas ce qui est observé. On peut alors en déduire que  $\Omega_p \ll \Omega_0$ . La probabilité de bascule est alors donnée par  $P_- = \frac{4\Omega_p^2}{\Omega_0^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_0}{2} t\right)$  où le facteur sinusoïdal oscille très vite comme  $\frac{4\Omega_p^2}{\Omega_0^2} \ll 1$ . On a donc des oscillations de Rabi de très faible amplitude et de fréquence très élevée au cours du temps. En pratique, on mesure la moyenne temporelle  $p$  de cette probabilité :

$$p = \frac{2\Omega_p^2}{\Omega_0^2} \quad (4.12)$$

Cette valeur est d'autant plus grande que la constante de couplage  $g$  et la différence  $A_{amb}$  des potentiels vecteurs ressentis par le neutron dans chaque brane sont importantes. Il est important de noter que la bascule de particules n'est, en principe, pas l'apanage des neutrons, mais de toute particule possédant un moment magnétique.

## 4.2 Généralisation de l'approche

L'approche présentée dans la section précédente peut se généraliser à une sous-classe particulière de modèles à secteur caché dans laquelle les fermions peuvent exister aussi bien dans l'état visible que dans l'état caché. En particulier, un neutron  $n$  aurait un état caché  $n'$ , dit stérile dans le sens où il ne peut interagir avec la matière visible via les interactions du Modèle Standard de la physique des particules. Cependant, cet état caché peut se coupler avec l'état visible à travers un couplage de masse dans le contexte théorique de la matière miroir [9, 10, 11] ou à travers des couplages cinétique ou géométrique dans le contexte des modèles branaires [1, 2, 12, 4, 5, 13]). Ces couplages induisent des transitions  $n \rightarrow n'$  ou  $n' \rightarrow n$ . La phénoménologie à basse énergie est obtenue en considérant l'évolution d'un problème quantique à deux états décrit par l'hamiltonien suivant :

$$H = \begin{pmatrix} E_\nu & \epsilon \\ \epsilon^* & E_c \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

où  $E_\nu$  and  $E_c$  décrivent respectivement l'énergie des états visible et caché et  $\epsilon$  représente le couplage. Ce dernier est représenté par une matrice hermitienne  $2 \times 2$  agissant sur les états de spin. Sans perdre de généralité, nous pouvons considérer cette matrice comme étant diagonale. Notons que l'hamiltonien (4.6) responsable du bascule de neutron dans une brane cachée revêt bien cette forme particulière. Dans un régime d'états quasi-dégénérés, c'est-à-dire lorsque  $|E_\nu - E_h| < \epsilon$ , les neutrons subissent des oscillations lentes d'amplitude large entre l'état visible et l'état caché. Plusieurs campagnes de mesures recherchant des disparitions résonantes de neutrons ultra-froids ont été réalisées [14, 15, 16, 17, 18, 19], établissant des contraintes sévères sur le régime quasi-dégénéré. Au contraire, dans le régime d'états non-dégénérés, c'est-à-dire pour  $|E_\nu - E_h| \gg \epsilon$ , la probabilité de mesurer un neutron dans l'état caché oscille rapidement, avec une valeur moyenne donnée par [12, 4] :

$$p = \frac{2 \epsilon^2}{(E_\nu - E_h)^2}, \quad (4.14)$$

comme illustré par l'expression 4.12 de la probabilité de bascule d'un neutron dans une brane cachée. Le régime non-dégénéré peut être testé et contraint grâce à des effets de régénération, c'est-à-dire à travers des transitions  $n \rightarrow n' \rightarrow n$ . Ce type de transitions permet la réalisation d'expériences à grande sensibilité dites expériences de neutrons passe-murailles, sur lesquelles repose une grande partie du travail effectué dans cette thèse de doctorat. La première expérience de ce type a été réalisée à l'Institut Laue-Langevin en France en 2015 et constitue le sujet de la section 4.4.

## 4.3 Expérience de stockage de neutrons ultra-froids

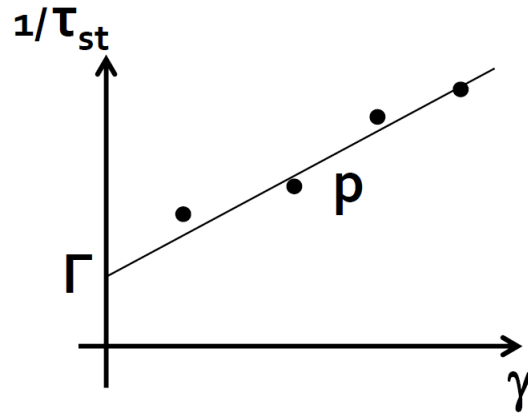
Une première contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron a été établie en 2012 en réinterprétant des expériences de stockage de neutrons ultra-froids (UCN) [3]. Les neutrons dits ultra-froids (UCN) sont des neutrons possédant une énergie de l'ordre de  $10^{-7}$  eV [20]. Dans de telles conditions, les neutrons peuvent être aisément piégés dans des contenants constitués de matériaux ayant la particularité de réfléchir les UCN, quel que soit leur angle d'incidence, comme le béryllium ou le cuivre. En effet, pour un certains matériaux choisis adéquatement, la longueur d'onde d'un UCN est plus importante que la distance entre atomes. Les UCNs, de même que les photons visibles sur un miroir, interagissent avec de nombreux atomes à la fois, et subissent de nombreuses réflexions avant de subir une quelconque autre interaction, ce qui permet de les stocker [21]. Ce type de dispositif expérimental est notamment utilisé pour mesurer le temps de vie du neutron [22]. Si la bascule de neutron dans d'autres branes est possible, cela devrait influencer les mesures réalisées sur le temps de vie du neutron. En effet, les atomes du contenant jouent le rôle de "détecteurs" et, à chaque collision avec les parois du conteneur, un neutron a une

probabilité  $p$  d'être mesuré dans une brane cachée. Le temps de stockage des UCN  $\tau_{st}$  obéit alors à la relation suivante [3] :

$$\frac{1}{\tau_{st}} = \Gamma_{\beta} + \Gamma_{fuite} + \gamma p, \quad (4.15)$$

avec  $\Gamma_{\beta}$  le taux de désintégration  $\beta$ ,  $\Gamma_{fuite}$  le taux de fuite des UCN, lié à des diffusions inélastiques par exemple,  $\gamma$  le nombre moyen de collisions par seconde des UCN avec les parois du récipient qui les contient et  $p$  la probabilité de bascule. Le taux de fuite étant empreint d'une incertitude importante, sa contribution n'est pas distinguée de la contribution relative à la disparition de neutrons dans une brane cachée. La limite sur  $p$ ,  $p_{limite}$ , s'évalue donc à partir de  $\Gamma = \Gamma_{fuite} + \gamma p < \gamma p_{limite}$  en faisant varier  $\gamma$  - c'est-à-dire le volume du conteneur - selon la méthode présentée à la figure 4.2 [3].

FIGURE 4.2 – Inverse du temps de stockage de neutrons ultra-froids en fonction du taux moyen de collisions des neutrons avec les parois du contenant [3].  $\gamma$  peut aisément être modifié en faisant varier le volume du contenant. L'ordonnée à l'origine représente  $\Gamma_{\beta} + \Gamma_{perte}$  et la pente de la droite donne la limite sur la limite de la probabilité de bascule  $p_{limite}$ .



Il en résulte la contrainte suivante sur la probabilité de bascule  $p$  d'un neutron [3] :

$$p < 6 \times 10^{-6} \quad \text{à 95\% CL} \quad (4.16)$$

Bien que les expériences de stockage d'UCNs permettent de poser des contraintes sur la probabilité de bascule  $p$ , elles sont limitées par le flux d'UCNs produits. En effet, la contrainte sur la probabilité de bascule est proportionnelle au nombre de collisions avec les parois du conteneur, et donc au nombre de neutrons stockés. De plus, ce type d'expérience ne permettrait pas de trancher sur l'existence de branes cachées si une perte de neutrons significative devait être mesurée. En effet, il existe des incertitudes sur le terme  $\Gamma_{perte}$ . De plus, la mesure expérimentale précise du temps de vie du neutron associé au terme  $\Gamma_{\beta}$  souffre d'un écart entre deux méthodes de mesure, respectivement celle basée sur le stockage d'UCNs et celle du faisceau [23]. Pour mettre en évidence une possible bascule de neutrons dans d'autres univers, il faut donc envisager un autre type d'expériences, dotée de flux de neutrons très importants et basées sur un effet de régénération des neutrons cachés en neutrons visibles, c'est-à-dire sur des transitions  $n \rightarrow n'$ . Ces expériences sont appelées des expériences de neutrons passe-murailles.

#### 4.4 Expérience de neutrons passe-murailles

Concentrons-nous à présent sur un type d'expérience bien particulière qui implique la régénération des neutrons cachés en neutrons visibles. La première expérience de ce genre a été menée par une col-

laboration franco-belge formée par Michaël Sarrazin, Guillaume Pignol, Jacob Lamblin et Guy Terwagne près du réacteur nucléaire à haut flux de l'institut Laue-Langevin à Grenoble en France. Le concept de cette expérience est similaire aux expériences de "light shining-through-a-wall" dans lesquelles des photons issus d'une source intense peuvent se convertir en un état stérile associé à de la matière noire ou des particules de type axion [24]. Ces particules stériles peuvent traverser de ce fait un mur et se reconvertir ensuite en photons pour être détectées.

Dans la même idée, en exploitant les propriétés de la mécanique quantique, il est possible de générer un flux de neutrons cachés, c'est-à-dire un flux neutronique dans une brane invisible. Réciproquement, ces neutrons cachés peuvent réapparaître dans notre brane pour ensuite être détectés. Si un blindage est disposé autour du détecteur, seuls les neutrons provenant de la brane cachée peuvent être mesurés! Le rôle du blindage est donc d'isoler complètement le détecteur de toutes sources de neutrons provenant de la brane visible, afin de s'assurer que les mesures effectuées soient bien la signature d'une nouvelle physique.

Supposons qu'un neutron  $n$  initialement dans notre brane visible soit diffusé par un noyau d'un matériau qui joue le rôle de convertisseur. En pratique, par exemple, il peut s'agir du modérateur d'un réacteur nucléaire dans lequel un flux intense de neutrons subit un grand nombre de diffusions élastiques. Le modérateur agit alors comme un détecteur et il se produit un phénomène de mesure quantique, comme l'illustre la figure 4.3. Le neutron a alors une probabilité  $p$  donnée par l'équation 4.14 d'être mesuré dans la brane cachée et une probabilité  $(1 - p)$  d'être mesuré dans la brane visible. Il est donc possible de transformer un neutron visible  $n$  en un neutron caché  $n'$  en utilisant des noyaux visibles avec une section efficace donnée par [4] :

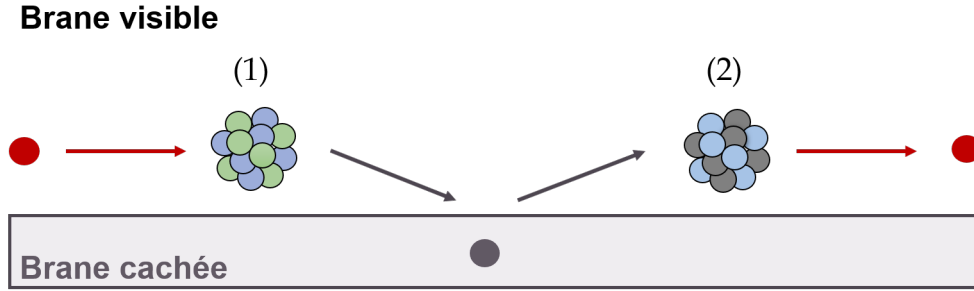
$$\sigma(n \rightarrow n') = \frac{1}{2} p \sigma_s(n \rightarrow n), \quad (4.17)$$

où  $\sigma_s(n \rightarrow n)$  est la section efficace de diffusion élastique usuelle. L'équation (4.17) s'obtient en utilisant une approche de matrice densité et la description d'un univers à deux branes présentée à la section 4.1 [25, 4]. Après cette transition, les neutrons cachés peuvent se propager librement dans la brane cachée, s'éloigner de la source et traverser le blindage biologique qui l'entoure. À l'extérieur de la source et à l'intérieur d'un blindage, les neutrons peuvent se reconvertir en neutrons visibles en étant diffusés par les noyaux d'un régénérateur selon le processus inverse  $n' \rightarrow n$ , qui a la même section efficace que le processus direct  $n \rightarrow n'$  donnée par l'équation (4.17) (voir figure 4.3).

Il est évident qu'en pratique, tout est bien plus complexe. En effet, il n'est jamais exclu que des neutrons ou autres particules puissent traverser le blindage et perturber les mesures. À cela s'ajoute le bruit du détecteur. Même s'il est possible de réduire au maximum ces deux contrariétés en épaississant le blindage et en choisissant un détecteur bas bruit, la rareté du phénomène à mettre en évidence en fait néanmoins un défi expérimental important.

Des photographies du détecteur de neutrons passe-murailles de 2015 sont montrées à la figure 4.4. Ce dernier est composé d'un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  de  $3.5 \text{ cm}^3$  à 4 atm, qui permet de détecter des neutrons thermiques, d'un blindage de 4 cm d'épaisseur en carbure de bore ( $\text{B}_4\text{C}$ ) et d'un modérateur fait de 20 cm de polyéthylène haute densité (PE). Celui-ci permet de ralentir les neutrons issus du bruit neutronique ambiant, afin d'assurer leur absorption par le blindage en  $\text{B}_4\text{C}$ . L'expérience a été réalisée à l'ILL en France près du réacteur à haut flux. Un schéma 3D de la localisation de l'expérience près du réacteur nucléaire est présenté à la figure 4.5. Le réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin fonctionne avec une puissance moyenne de 58 MW pour un flux moyen thermique de  $1.5 \cdot 10^{15} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Le haut flux de neutrons thermiques produit dans le coeur du réacteur rencontre ensuite un modérateur fait d'un réservoir d'eau lourde qui joue le rôle de convertisseur de neutrons visibles en neutrons cachés. L'eau lourde possède une section efficace élastique très grande, ce qui lui permet d'induire la bascule d'un neutron sans que celui-ci soit absorbé. Les noyaux d' $^3\text{He}$  du compteur proportionnel agissent comme des détecteurs, même pour les neutrons d'une autre brane. Ces derniers ont une probabilité  $p$  de basculer à

FIGURE 4.3 – Neutron passe-muraille à l'échelle nucléaire. Un neutron se propageant dans notre univers visible peut se convertir en neutron caché se propageant dans une brane cachée lorsqu'il est diffusé par un noyau visible. La section efficace  $\sigma$  de transformation d'un neutron visible ( $n$  vis.) en neutron caché ( $n$  cach.) suite à sa diffusion par un noyau visible (noyau vis.) est donnée par l'équation (1) où  $\sigma_E$  est la section efficace de diffusion élastique usuelle et  $p$  la probabilité de bascule d'un neutron. La réapparition du neutron caché dans notre brane visible peut également être induite selon le même processus, c'est-à-dire par l'intermédiaire d'un noyau visible, avec une section efficace donnée par l'équation (2).



$$(1) \quad \sigma (n \text{ vis.} + \text{noyau vis.} \rightarrow n \text{ cach.}) = \sigma_E (n \text{ vis.} + \text{noyau vis.} \rightarrow n \text{ vis.}) \cdot p/2$$

$$(2) \quad \sigma (n \text{ cach.} + \text{noyau vis.} \rightarrow n \text{ vis.}) = \sigma_E (n \text{ vis.} + \text{noyau vis.} \rightarrow n \text{ vis.}) \cdot p/2$$

nouveau et de réapparaître dans la brane visible. Les atomes d' $^3\text{He}$  ont une section efficace d'absorption importante pour pouvoir ainsi mesurer (au sens quantique) les neutrons et les absorber.

Cette expérience a permis d'extraire la probabilité de bascule  $p$  à partir du taux de comptage neutronique mesuré par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Pour cela, il a été nécessaire de calculer numériquement les flux de neutrons autour du réacteur nucléaire et dans le détecteur  $^3\text{He}$  en fonction de  $p$ . Les expressions suivantes donnent respectivement le flux de neutrons cachés et le taux de neutrons régénérés et détectés dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  [5] :

$$\Phi_-(\mathbf{r}_d) = \frac{p}{8\pi} \int_{Tank} \frac{1}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_d)^2} \Sigma_{D2O}(\mathbf{r}) \Phi_+(\mathbf{r}) d^3r, \quad (4.18)$$

$$\Gamma = \frac{p}{2} \Sigma_A \Phi_-(\mathbf{r}_d) V, \quad (4.19)$$

où  $\Phi_+$  est le flux de neutrons thermiques dans le coeur du réacteur,  $r$  est la distance par rapport au centre du coeur,  $\Sigma_{D2O}$  est la section efficace macroscopique de l'eau lourde et  $p$  est la probabilité de bascule d'un neutron. En regardant l'équation 4.19, on peut déduire que le phénomène exotique recherché est proportionnel à  $p^2$ . Alors que  $\Phi_-$  peut être calculé numériquement,  $\Gamma$  est déduit du taux de comptage neutronique dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ .

Le taux de comptage neutronique dans le détecteur  $^3\text{He}$  en absence du blindage en carbure de bore et du modérateur en PE était de  $60 \text{ s}^{-1}$ , pour un temps d'acquisition de 17 minutes [5]. Une fois le détecteur inséré dans le setup expérimental complet, le taux de comptage s'est réduit à  $8.5 \pm 2.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  en 44 heures d'acquisition [5]. La borne supérieure du taux de comptage en neutrons dans le compteur  $^3\text{He}$  a été obtenue en utilisant une statistique de Poisson [5] :

$$\Gamma(n \rightarrow n' \rightarrow n) < 1.37 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad \text{à 95\% CL.} \quad (4.20)$$

Le résultat 4.20 a permis de poser une nouvelle contrainte sur  $p$ , bien plus stricte que celle calculée en recyclant des données de stockage de neutrons ultra-froids (voir section 4.3) [5] :

FIGURE 4.4 – Photographies de l'expérience de neutrons passe-murailles menée en 2015 par l'Université de Namur et l'Université de Grenoble-Alpes à l'Institut Laue-Langevin. (a) Détecteur au complet entouré d'un modérateur de 20 cm d'épaisseur fait de polyéthylène haute densité (PE). (b) Blindage en carbure de bore ( $B_4C$ ) et compteur proportionnel  $^3He$ . Le blindage en  $B_4C$  est fait de 3 cylindres d'aluminium qui s'emboîtent telles des poupées russes et chacun est constitué d'aluminium et de plusieurs couches de  $B_4C$  de 5 mm d'épaisseur pour une épaisseur totale de 4 cm de  $B_4C$ . Le compteur proportionnel  $^3He$  a un volume de  $33.5\text{ cm}^3$  pour une pression de 4 atm. (c) Compteur proportionnel  $^3He$  disposé à l'intérieur du blindage en  $B_4C$ . Le tout est placé à l'intérieur du modérateur en PE montré en (a).

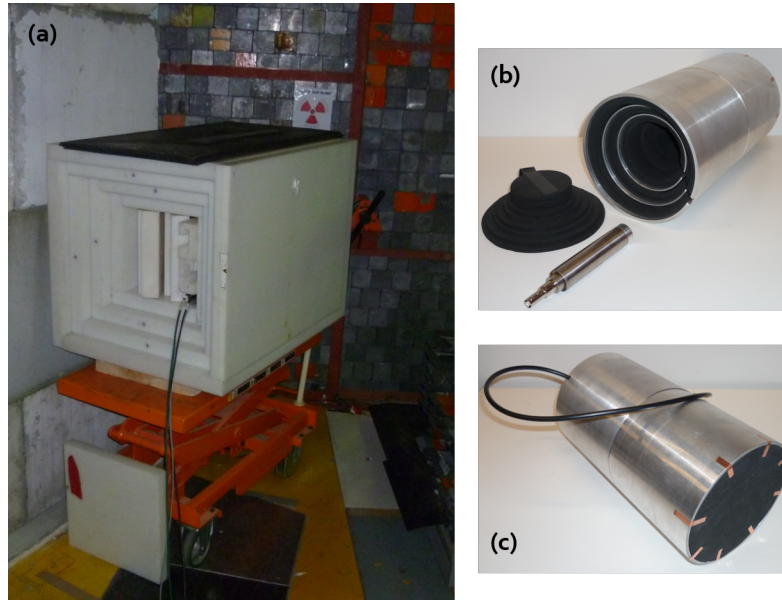
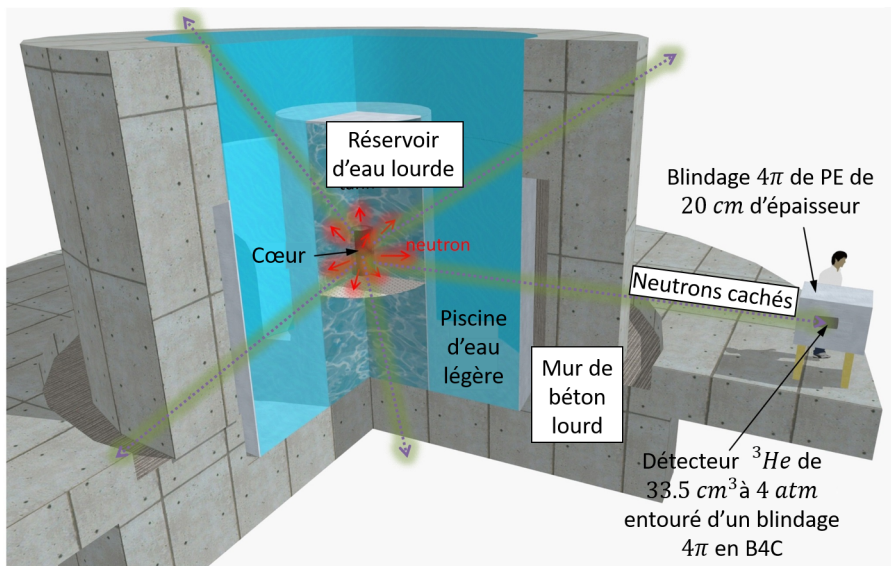


FIGURE 4.5 – Disposition de l'expérience de neutrons passe-murailles réalisée près du réacteur nucléaire à haut flux de l'institut Laue-Langevin. Le coeur du réacteur nucléaire est entouré d'un réservoir d'eau lourde de 2.5 m de rayon qui joue le rôle de modérateur. Le blindage biologique est formé une piscine d'eau légère d'une épaisseur de 1.5 mètres et de 1.7 mètres de béton lourd. L'expérience est quant à elle localisée à 7 mètres du coeur du réacteur, derrière le blindage biologique.



$$p < 4.6 \times 10^{-10} \quad \text{à 95\% CL.} \quad (4.21)$$

Cette section clôturera l'état de l'art de ce manuscrit. L'objectif de cette thèse de doctorat était de mener à bien une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles, améliorée par rapport à celle réalisée à l'ILL en 2015. Cette expérience s'appelle MURMUR et fait l'objet d'une collaboration franco-belge du même nom, regroupant le laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN) de l'Université de Namur, l'Université de Bourgogne Franche-Comté, le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) de l'Université de Grenoble-Alpes et le centre de recherche nucléaire belge (SCK-CEN) situé à Mol en Belgique.

## Références

- [1] F. Petit and M. Sarrazin. Quantum dynamics of massive particles in a non-commutative two-sheeted space-time. *Phys. Lett. B* 612 (2005) 105-114. [61](#), [62](#), [65](#)
- [2] M. Sarrazin and F. Petit. Equivalence between domain-walls and "noncommutative" two-sheeted spacetimes : Model-independent matter swapping between branes. *Phys. Rev. D* 81 (2010) 035014. [61](#), [62](#), [63](#), [64](#), [65](#)
- [3] M. Sarrazin, G. Pignol, F. Petit and V.V. Nesvizhevsky. Experimental limits on neutron disappearance into another braneworld. *Phys. Lett. B* 712 (2012) 213. [61](#), [65](#), [66](#)
- [4] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075013. [61](#), [65](#), [67](#)
- [5] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [61](#), [65](#), [68](#)
- [6] Alain Connes. Noncommutative geometry. *AcademicPress*, 1994. [62](#)
- [7] V.A. Rubakov and M.E. Shaposhnikov. Do we live in a domain wall? *Phys. Lett.* 125B (1983) 136. [62](#)
- [8] R. Lakes. Experimental limits on the photon mass and cosmic magnetic vector potential. *Phys. Rev. Lett.* 80, 1826, 1998. [64](#)
- [9] K. Nishijima and M. H. Saffouri. CP invariance and the shadow universe. *Phys. Rev. Lett.* 14 (1965) 205. [65](#)
- [10] L.B. Okun. Mirror particles and mirror matter : 50 years of speculation and search. *Physics-Uspekhi* 50 (2007) 380. [65](#)
- [11] Z. Berezhiani and L. Bento. Neutron - mirror neutron oscillations : How fast might they be? *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 081801. [65](#)
- [12] M. sarrazin and F. Petit. Brane matter, hidden or mirror matter, their various avatars and mixings : many faces of the same physics. *EPJC* 72, 2230 (2012). [65](#)
- [13] C. Stasser, M. Sarrazin and G. Terwagne. Search for neutron-hidden neutron interbrane transitions with murmur, a low-noise neutron passing-through-walls experiment. *EPJ Web of Conferences* 219 (2019) 07004. [65](#)

- [14] G. Ban et al. A direct experimental limit on neutron – mirror neutron oscillations. *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007) 161603. [65](#)
- [15] A.P. Serebrov et al. Experimental search for neutron–mirror neutron oscillations using storage of ultracold neutrons. *Phys Lett B663* (2008) 181. [65](#)
- [16] A.P. Serebrov, E.B. Aleksandrov, N.A. Dovator, S.P. Dmitriev, A.K. Fomin, P.Geltenbort, A.G. Kharitonov, I.A. Krasnoschekova, M.S. Lasakov, A.N. Murashkin, G.E. Shmelev, V.E. Varlamov, A.V. Vassiljev, O.M. Zherebtsov, O. Zimmer. Search for neutron–mirror neutron oscillations in a laboratory experiment with ultracold neutrons. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 611* (2009) 137–140. [65](#)
- [17] I. Altarev et al. Neutron to mirror-neutron oscillations in the presence of mirror magnetic field. *Phys. Rev. D 80* (2009) 032003. [65](#)
- [18] K. Bodek et al. Additional results from the first dedicated search for neutron–mirror neutron oscillations. *Nucl. Instrum. Meth. A 611* (2009) 2-3. [65](#)
- [19] Z. Berezhiani et al. New experimental limits on neutron – mirror neutron oscillations in the presence of mirror magnetic field. *Eur. Phys. J. C* (2018) 78 :717. [65](#)
- [20] V. I. Luschikov, Yu. N. Pokotilovskii, A. V. Strelkov and F. L. Shapiro. Observation of ultracold neutrons. *JETP Letters* 9 (1969) 23. [65](#)
- [21] G. Pignol. Lecture on ultracold neutrons. *Cours à l'Université de Grenoble-Alpes (France)*, 28 février 2020. [65](#)
- [22] F. E. Wietfeldt. Measurements of the neutron lifetime. *Atoms* 6 (2018) 70. [65](#)
- [23] F.E. Wietfeldt. Measurements of the neutron lifetime. *Atoms* 6 (2018) 4, 70. [66](#)
- [24] Stephen L. Adler, J. Gamboa, F. Mendez, J. Lopez-Sarrion. Axions and “light shining through a wall” : a detailed theoretical analysis. *Annals Phys.* 323 (2008) 2851-2872, 28 février 2020. [67](#)
- [25] G. Feinberg and S. Weinberg. Conversion of muonium into antimuonium. *Phys. Rev.* 123 (1961) 1439. [67](#)





## Deuxième partie

# Développement expérimental d'un système de détection neutronique bas-bruit pour la détection de transitions interbranaires

$$n \rightarrow n' \rightarrow n$$



## Chapitre 5

# Cadre général d'une expérience de neutrons passe-murailles

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Expérience de neutrons passe-murailles</b>	<b>76</b>
<b>5.2</b>	<b>Génération du flux de neutrons cachés</b>	<b>77</b>
<b>5.3</b>	<b>Détection du flux de neutrons cachés</b>	<b>78</b>
	<b>Références</b>	<b>79</b>

---

La disparition (réapparition) de neutrons vers (depuis) une brane cachée, dotée comme notre propre univers d'une copie du Modèle Standard de la physique des particules, peut être testé expérimentalement grâce à des expériences à bas-bruit [1], appelées expériences de neutrons passe-murailles. Ce premier chapitre de la partie expérimentale de ce manuscrit de thèse de doctorat vise à décrire chaque élément constitutif du dispositif expérimental général d'une expérience de neutrons passe-murailles formée d'un matériau régénérateur séparé du détecteur de neutrons. Les expressions des flux de neutrons cachés et régénérés en fonction de la probabilité de bascule d'un neutron  $p$  sont établies et discutées.

## 5.1 Expérience de neutrons passe-murailles

Un neutron a une probabilité  $p$  non nulle de subir une conversion d'un état visible en un état caché et réciproquement. Il est possible d'induire sa disparition (réapparition) vers (depuis) une brane cachée au moyen de noyaux caractérisés par une section efficace de diffusion élastique importante, comme illustré par la figure 4.3. À chaque collision, un neutron a une probabilité  $p$  de s'échapper de notre univers visible et de rejoindre une brane cachée dans le bulk. La section efficace de transformation d'un neutron en neutron caché, exprimée par l'équation 4.17, est proportionnelle à la section efficace de diffusion élastique usuelle  $\sigma_E$  et à la probabilité de bascule  $p$ . Ce phénomène permet de conduire des expériences dites de neutrons passe-murailles afin de tester l'existence d'une brane cachée.

Le dispositif expérimental général d'une expérience de neutrons passe-murailles est présenté à la figure 5.1. Il est caractérisé par un flux de neutrons important, un convertisseur, un mur blindé contre les neutrons, un régénérateur et enfin un détecteur de neutrons. Si le phénomène de bascule de neutrons dans une brane cachée existe, on s'attend à ce que la probabilité de bascule  $p$  soit très faible et que la mise en évidence de ce phénomène nécessite des mesures neutroniques à bas-bruit. Il est alors nécessaire d'avoir un flux de neutrons important pour obtenir un maximum de diffusions élastiques. Le convertisseur, composé de noyaux caractérisés par une section efficace de diffusion élastique des neutrons importante, pourrait générer un flux de neutrons cachés dans une brane cachée adjacente à notre brane visible. Un blindage neutronique permet ensuite de diminuer l'impact du bruit neutronique sur le reste de l'expérience, alors que les neutrons cachés sont quant à eux libres de le traverser puisqu'ils sont localisés dans une autre brane et interagissent donc de ce fait très faiblement avec la matière visible. Juste après le blindage, un régénérateur, fait de noyaux associés à une section efficace de diffusion élevée, pourrait assurer la régénération d'une partie des neutrons cachés en neutrons visibles, et ce, sans les absorber, afin qu'ils soient finalement détectés par un détecteur de neutrons.

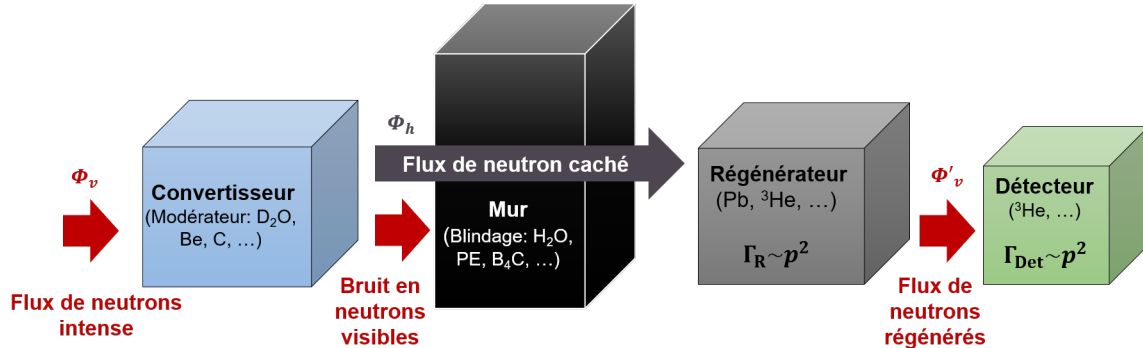


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental général d'une expérience de neutrons passe-murailles. Une telle expérience est dotée d'un flux de neutrons intense afin d'obtenir le plus de diffusions élastiques possible, d'un convertisseur qui pourrait assurer la conversion d'une certaine proportion des neutrons visibles issus de la source en un flux de neutrons cachés, se propageant dans une brane adjacente, d'un blindage pour isoler le reste de l'expérience du bruit neutronique ambiant, d'un régénérateur dont le rôle est de reconvertir une partie des neutrons cachés en neutrons visibles à nouveau afin qu'ils puissent être finalement détectés par un détecteur de neutrons.

Un réacteur nucléaire, où règne une densité de neutrons très importante et où le flux de neutrons subit de nombreuses diffusions élastiques avec les noyaux du modérateur du cœur nucléaire, constitue donc une source intense de neutrons cachés.

Dans le cadre de la première expérience de ce type menée en 2015 à l'ILL [2], le réacteur nucléaire à haut flux fournissait un flux de neutrons thermiques intense de l'ordre de  $10^{15} \text{ n m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , le convertisseur était le modérateur du réacteur, soit un réservoir d'eau lourde. Un détecteur  $^3\text{He}$  d'un volume de  $33.5 \text{ cm}^3$  jouait simultanément le rôle de régénérateur et de détecteur de neutrons régénérés.

	$\Sigma_s$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Sigma_a$ (cm <sup>-1</sup> )	$L = \sqrt{D/\Sigma_a}$ (cm)	N (collisions)
Graphite	0.629	$3.97 \times 10^{-4}$	36.5	115.3
H <sub>2</sub> O	0.849	$1.97 \times 10^{-2}$	2.85	19.6
D <sub>2</sub> O	0.513	$4.10 \times 10^{-5}$	126	35.7
Be	0.804	$1.24 \times 10^{-3}$	18.3	70
Pb	0.372	$1.58 \times 10^{-5}$	13	2172

TABLEAU 5.1 – Sections efficaces macroscopiques de diffusion élastique  $\Sigma_s$  et d'absorption  $\Sigma_a$  et longueur de diffusion L des neutrons thermiques pour différents matériaux. La dernière colonne N représente le nombre de collisions nécessaires pour qu'un neutron passe d'une énergie de 2 MeV à 25 meV. Ces grandeurs sont données pour différents matériaux, couramment utilisés dans l'entourage de réacteurs nucléaires.

Le tableau 5.1 donne quelques informations pertinentes concernant différents matériaux souvent utilisés dans le voisinage de réacteurs nucléaires. À ce stade, il est intéressant de constater que le béryllium présente une section efficace macroscopique de diffusion des neutrons thermiques meilleure que celle de l'eau lourde (0.8 et 0.5 cm<sup>-1</sup> respectivement), ce qui s'explique par le fait que le béryllium possède une densité plus élevée. Le plomb a quant à lui une section efficace macroscopique de diffusion des neutrons thermiques comparable à celle de l'eau lourde (0.4 et 0.5 cm<sup>-1</sup> respectivement). On peut en déduire que ces trois matériaux (D<sub>2</sub>O, Be et Pb) pourraient être adaptés à la génération et à la régénération de neutrons cachés. Néanmoins, il est nécessaire de prendre en compte deux autres paramètres dans le choix de bons générateurs et régénérateur de neutrons cachés. Alors que le convertisseur peut thermaliser les neutrons sans que cela soit un problème (d'où le choix du modérateur d'un réacteur nucléaire), ce n'est pas cas du régénérateur qui est confronté au bruit de fond en neutrons rapides qui pourrait subsister après le blindage neutronique. En effet, si le détecteur de neutrons utilisé est un compteur proportionnel <sup>3</sup>He, celui-ci est peu sensible aux neutrons rapides - sa section efficace d'absorption diminuant comme l'inverse de l'énergie cinétique du neutron. D'une manière générale, il ne faut pas que le régénérateur induise la thermalisation du bruit de neutrons rapides qui conduirait à sa détection par le compteur proportionnel <sup>3</sup>He. Le plomb, caractérisé par un nombre de masse A élevé, induit chez le neutron très peu de perte d'énergie après diffusion, comparé à l'eau lourde ou au béryllium (voir la colonne N Tab. 5.1). Il constitue donc un meilleur matériau pour le régénérateur, au contraire d'éléments plus légers comme le Be ou le D<sub>2</sub>O. Pour finir, le convertisseur tout comme le régénérateur doivent présenter une section efficace d'absorption des neutrons thermiques faible, afin d'éviter qu'une partie trop importante du flux de neutrons visibles ne soient absorbés dans le générateur ou que les neutrons régénérés ne soit absorbée directement après avoir été régénérés, ce qui empêcherait leur détection par le détecteur de neutrons.

Le plomb est quant à lui un matériau lourd, qui diffuse les neutrons avec une section efficace macroscopique proche de celle de l'eau lourde, tout en les thermalisant peu.

Les deux prochaines sections établissent le flux de neutrons cachés et régénérés respectivement dans le convertisseur et le régénérateur.

## 5.2 Génération du flux de neutrons cachés

Supposons que notre univers soit un bulk comprenant deux branes, invisibles l'une par rapport à l'autre et toutes deux dotées d'une copie du Modèle Standard. Considérons un flux de neutrons visibles  $\Phi_+$  à l'intérieur d'un réacteur nucléaire. L'objectif de cette section est de déterminer l'intensité du flux de neutrons cachés  $\Phi_-$ , se propageant dans le vide de la brane cachée, dans l'entourage du réacteur nucléaire.

Pour un élément de volume donné du réacteur, chaque diffusion élastique d'un neutron donnant lieu

à une conversion en neutron caché avec une probabilité  $p$ , la source de neutrons cachés est proportionnelle à la section efficace de diffusion élastique macroscopique  $\Sigma_s$  entre les noyaux formant le coeur du réacteur et le flux de neutron local  $\Phi_+$ . Plus spécifiquement, le terme de source associé au nombre de neutrons cachés générés par unité de volume et de temps est donné par [1] :

$$S_- = \frac{1}{2} p \Sigma_s \Phi_+, \quad (5.1)$$

L'équation (5.1) a été démontrée en 2015 par Sarrazin [1] en utilisant la matrice densité avec une équation de Liouville-Von Neumann en lien avec la description d'un univers à deux branes décrite dans la section 4.1. En utilisant ce terme de source, le flux de neutrons cachés  $\Phi_-$  se propageant dans la brane cachée à une position  $\mathbf{r}$  du centre du coeur nucléaire peut être déduit en intégrant sur le volume  $V$  du réacteur [1] :

$$\Phi_-(\mathbf{r}) = \frac{p}{8\pi} \int \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \Sigma_s(\mathbf{r}') \Phi_+(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (5.2)$$

La relation (5.2) est valide tant que le flux de neutrons cachés se propage dans le vide de la brane voisine et montre que le flux de neutrons cachés devrait décroître d'autant plus que la distance  $D$  entre le réacteur et le détecteur neutron augmente. Le flux de neutrons visibles issu du réacteur nucléaire  $\Phi_+$  doit être dérivé à partir de calculs numériques effectués avec le code Monte Carlo MCNP (Monte-Carlo N-Particles), comme expliqué plus tard dans ce manuscrit.

### 5.3 Détection du flux de neutrons cachés

L'objectif est maintenant de penser un détecteur capable de mesurer ces neutrons cachés. Le concept est basé sur l'idée d'un "régénérateur", apte à reconvertir une partie du flux de neutrons cachés  $\Phi_-$  en flux de neutrons à nouveau visibles  $\Phi'_+$ , afin de pouvoir ensuite les détecter. En 2015, la détection du flux de neutrons cachés était basée sur leur régénération et leur détection dans le même temps par les atomes d' $^3\text{He}$ . Les expressions introduites ci-dessous généralisent celles de la détection des neutrons cachés par l'hélium-3 de 2015 [1]. Ce calcul a fait l'objet du travail de mon mémoire de master 2 et a été publié pour la première fois en 2021 [3]. On peut montrer, en utilisant une procédure similaire à celle de la section précédente, que le flux de neutrons visibles  $\Phi'_+$  régénérés par le régénérateur obéit à l'équation :

$$D\Delta\Phi'_+ = -S_+ + \Sigma_a\Phi'_+, \quad (5.3)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion,  $\Sigma_a$  la section efficace macroscopique d'absorption et  $S_+$  le terme de source donné par l'expression suivante :

$$S_+ = \frac{1}{2} p \Sigma_s \Phi_-, \quad (5.4)$$

avec  $\Phi_-$  le flux de neutrons cachés donné par l'équation (5.2). L'équation 5.3 peut être propagée numériquement grâce à des codes basés sur la méthode Monte Carlo, comme Geant4 ou MCNP. Cette étape particulière fera l'objet du chapitre 7 de ce manuscrit.

Dans le cadre de la première expérience de neutrons passe-murailles menée en 2015, la régénération est équivalente à une capture neutronique par un noyau d' $^3\text{He}$  - c'est-à-dire à une détection.

Le présent chapitre a permis de poser les bases d'une expérience de neutrons passe-murailles. Nous allons maintenant pouvoir rentrer dans les détails de l'expérience MURMUR.

## Références

- [1] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075013. 75, 78

- [2] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [76](#)
- [3] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [78](#)





## Chapitre 6

# Détecteur et expérience MURMUR

### Sommaire

---

<b>6.1 Développement du détecteur MURMUR</b> . . . . .	<b>82</b>
6.1.1 Dispositif expérimental . . . . .	82
6.1.2 Système d'acquisition numérique . . . . .	83
<b>6.2 Description du détecteur MURMUR</b> . . . . .	<b>85</b>
6.2.1 Compteur proportionnel $^3\text{He}$ . . . . .	86
6.2.2 Scintillateur organique plastique . . . . .	87
6.2.3 Chaîne d'acquisition et électronique . . . . .	88
<b>6.3 Le réacteur BR2 comme générateur de neutrons cachés</b> . . . . .	<b>89</b>
6.3.1 Description du réacteur nucléaire BR2 . . . . .	89
6.3.2 Géométrie de MURMUR près du BR2 . . . . .	89
<b>6.4 Avantages et améliorations de MURMUR</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>Références</b> . . . . .	<b>94</b>

---

Ce chapitre est entièrement consacré au détecteur et à l'expérience MURMUR, qui fait l'objet d'une collaboration du même nom, regroupant le Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN) de l'Université de Namur, porteuse du projet, le Laboratoire de Particules Subatomiques et de Cosmologie (LPSC) de l'Université de Grenoble-Alpes et le Centre d'étude de l'énergie nucléaire (SCK-CEN) à Mol en Belgique. Cette dernière a été formée sous l'impulsion de M. Sarrazin et la collaboration du Professeur G. Terwagne du Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN) de l'Université de Namur en 2017. La recherche menée durant la première année du doctorat a été entièrement consacrée au développement expérimental de MURMUR. Dans un premier temps, des réflexions concernant le dispositif expérimental et son développement ont été nécessaires. L'élaboration des différentes parties de MURMUR a ensuite été entreprise : matrice en plomb, découpage et assemblage du blindage en carbure de bore, implémentation du système d'acquisition numérique, etc. Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans la revue européenne EPJC - European Physical Journal C [1], d'une publication dans EPJ Web Conferences [2], un proceeding reviewé écrit à l'occasion d'un workshop international portant sur l'utilisation du neutron en physique des particules ("International Workshop on Particle Physics at Neutron Sources 2018") organisé au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC) de l'Université de Grenoble-Alpes en mai 2018 et d'une publication dans la revue Proceeding Of Sciences à l'occasion d'un oral à la 40ème conférence internationale de physique des hautes énergies (ICHEP 2020) [3].

## 6.1 Développement du détecteur MURMUR

Le premier objectif de cette thèse de doctorat était de penser la conception du détecteur MURMUR, selon les caractéristiques générales d'une expérience de neutrons passe-murailles présentées à la figure 5.1 du chapitre 5, c'est-à-dire avec un régénérateur séparé du détecteur de neutrons. Lors de la première expérience menée en 2015 à l'ILL (voir section 4.4), le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  jouait à la fois le rôle de régénérateur et de détecteur de neutrons régénérés. Cette section vise à discuter le design et la conception de l'expérience ainsi que le développement du système d'acquisition numérique permettant le traitement des données.

### 6.1.1 Dispositif expérimental

En parallèle du développement du système d'acquisition de MURMUR, les différentes parties du détecteur ont été conçues.

Le détecteur de neutrons est identique à celui utilisé lors la première expérience à l'ILL - un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  de  $33.5 \text{ cm}^3$  à 4 atm (voir figure 4.4 b).

Comme discuté au chapitre précédent (section 5), un bon choix de régénérateur est caractérisé par un matériau qui possède une section efficace de diffusion élastique des neutrons thermiques importante et une section efficace d'absorption de ces derniers faible. De plus, le matériau doit peu thermaliser les neutrons, afin d'éviter que des neutrons rapides, issus du réacteur nucléaire ou de l'environnement extérieur au détecteur MURMUR, ne puissent être suffisamment ralentis pour permettre leur capture par l' $^3\text{He}$  dans le détecteur neutron. Cela nécessite donc d'utiliser un matériau caractérisé par un nombre de masse important, de façon à ce que le neutron conserve la majeure partie de son énergie cinétique lors de la diffusion. Comme montré au tableau 5.1, le plomb remplit ces trois critères et apparaît comme un matériau idéal. Le régénérateur a donc été assemblé à l'aide de briques de plomb disponibles au LARN, pour un total d'environ 50 kg. Une cavité située à l'intérieur du bloc de plomb permet d'y insérer le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Une photographie du régénérateur en plomb est montrée à la figure 6.1.

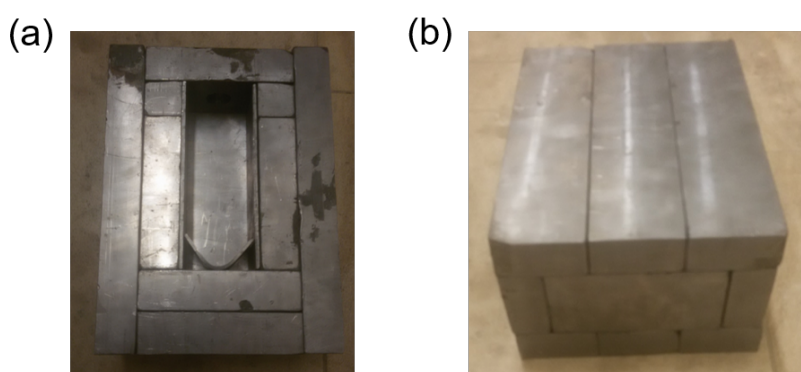


FIGURE 6.1 – Photographies de la matrice de plomb jouant le rôle de régénérateur du détecteur MURMUR. Le bloc a une dimension de  $23.6 \times 17.7 \times 11.5 \text{ cm}^3$ , pour un volume réel de  $4389.4 \text{ cm}^3$  et un poids d'environ 50 kg.

Les plans du blindage permettant d'isoler le régénérateur en plomb et le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  du bruit neutronique extérieur ont ensuite été réalisés. Le matériau qui constitue le blindage se doit donc d'être un puissant absorber de neutrons. Le bore 10 ( $^{10}\text{B}$ ), qui représente 20% du bore naturel, est connu pour sa section efficace d'absorption des neutrons thermiques très importante (3835 b) [4], et est très souvent utilisé en radioprotection pour se protéger des neutrons. La réaction de capture neutronique du  $^{10}\text{B}$  est la suivante :



Dans 70% des cas, le noyau de lithium résiduel est dans un état excité et revient à son état fondamental en émettant un rayonnement  $\gamma$ . Le blindage de MURMUR consiste en un assemblage en chicane de 7 feuilles de 5 mm d'épaisseur de FLEXIBORE, un matériau conçu par l'entreprise BORFLEX en France et qui consiste en un mélange de caoutchouc naturel et de 50% de poudre de carbure de bore ( $\text{B}_4\text{C}$ ). La découpe des feuilles de FLEXIBORE, ainsi que la confection du support en aluminium permettant de les soutenir ont été réalisées par Louis Lambotte à l'atelier mécanique de l'Université de Namur. Une photographie du blindage est présentée à la figure 6.2.



FIGURE 6.2 – Photographie du blindage fait de FLEXIBORE, un matériau composé d'un mélange de caoutchouc naturel et de poudre de carbure de bore ( $\text{B}_4\text{C}$ ), fabriqué par l'entreprise BORFLEX en France. Le blindage est composé de 7 feuilles de 5 mm de FLEXIBORE assemblées en chicane, de façon à assurer l'étanchéité du blindage. Le blindage final possède une épaisseur de 3.6 cm.

Le choix de l'utilisation d'un scintillateur organique plastique plan, disponible au LARN, a également été fait, afin de monitorer le bruit de l'expérience, en plus de servir de blindage actif contre les muons cosmiques, qui peuvent engendrer des neutrons par spallation dans le régénérateur en plomb, comme discuté plus loin. L'existence de ce bruit constitue un argument supplémentaire concernant le choix d'un régénérateur qui thermalise peu les neutrons.

Pour finir, le support en aluminium permettant de soutenir le détecteur MURMUR a été conçu en profilés d'aluminium par Tijani Tabarrant.

### 6.1.2 Système d'acquisition numérique

Afin d'assurer le traitement des données de MURMUR, le Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires a fait l'acquisition du numériseur d'impulsions à deux canaux DT5790 de la firme CAEN [5]. Le développement d'un code pour procéder à l'acquisition des données reçues par le numériseur DT5790 a été entrepris. Il a d'abord été nécessaire de se familiariser avec le programme d'acquisition complet du numériseur DT5790 de CAEN, qui possède à la fois un mode histogramme pour acquérir le spectre en énergie, et un mode oscilloscope afin de visualiser directement la forme des impulsions en sortie du détecteur. Néanmoins, ce programme souffre de nombreux manquements qui le rendent difficilement exploitable dans le cadre de l'expérience MURMUR. En effet, ce programme ne permet pas de créer un fichier de données toutes les heures, ce qui s'avère problématique pour la réalisation d'une expérience nécessitant plusieurs semaines de prise de données. De plus, le programme ne supporte pas de zones d'intérêt, il est donc impossible d'avoir accès directement au nombre d'évènements dans une zone bien particulière d'énergie. Pour finir, le programme ne permet pas de définir facilement une fenêtre d'anticoïnci-

dence. Pour toutes ces raisons, un code à part à été développé à partir du code de démonstration, version très basique du programme d'acquisition associé au numériseur DT5790 librement accessible sur le site de CAEN. Ce dernier code ne comporte pas d'interface graphique, ni toutes les fonctionnalités du programme complet. Un nouveau code, spécifique aux besoins de MURMUR, a donc été implémenté, à l'aide de nombreux échanges avec CAEN.

Le numériseur d'impulsions DT5790 fonctionne sous un algorithme DPP-PSD pour Digital Pulse Processing – Pulse Shape Discrimination, développé pour l'intégration de charge et la discrimination des signaux selon la forme de leurs impulsions de tension. Il permet de recevoir des signaux issus de détecteurs et de les numériser de façon continue à une vitesse de 250 millions d'échantillons par seconde et d'effectuer ensuite une double intégration selon deux canaux, dont les longueurs constituent des paramètres ajustables pouvant être choisis au préalable conformément aux impulsions étudiées. Alors que la charge calculée selon le canal long ( $Q_L$ ) apporte une information sur l'énergie de la particule détectée, la charge calculée selon le canal court ( $Q_S$ ) donne une information sur la montée de l'impulsion. Ces deux valeurs permettent de calculer la fonction PSD, pour *Pulse Shape Discrimination*, caractéristique de la forme de l'impulsion mesurée :

$$\text{PSD} = \frac{Q_L - Q_S}{Q_L}, \quad (6.2)$$

où  $Q_L$  et  $Q_S$  sont respectivement les charges intégrées longue et courte. Les fenêtres de temps doivent être choisies empiriquement dans le but d'optimiser la discrimination entre deux types de particules, par exemple entre les neutrons et les rayons gamma dans le cas d'un compteur proportionnel  $^3\text{He}$ .

Le code d'acquisition de MURMUR permet de calculer les valeurs des charges longue et courte, du PSD et de l'instant de traitement de chaque impulsion reçue par le numériseur et de les écrire dans un fichier de sortie accessible en lecture en temps réel. Un nouveau fichier de sortie est généré à des intervalles de temps réguliers, choisi par l'utilisateur, afin de mieux gérer la quantité de données stockées dans un même fichier. Un second fichier de sortie dont le rôle est de contenir le nombre d'évènements survenus dans une certaine région d'intérêt en énergie et en PSD, ajustable comme paramètre, est également créé au même moment. Ce fichier permet de faciliter le traitement des données par la suite. Un veto actif a également été implémenté dans le programme, afin de pouvoir rejeter certains évènements inopportuns. Le code fonctionne au moyen d'un fichier d'entrée qui reprend les valeurs de chaque paramètre nécessaire au traitement des impulsions, comme le seuil, la longueur des canaux long et court, la fenêtre de coïncidence, etc.

Le bon fonctionnement du programme d'acquisition a ensuite été validé par un grand nombre de tests et d'expériences. Des tests avec un générateur d'impulsion ont permis de s'assurer du bon fonctionnement du veto entre les deux canaux du numériseur. Une source Am-Be, émettrice de neutrons, a été utilisée afin de calibrer le détecteur He-3 et de s'assurer de la validité des spectres neutroniques obtenus. Les paramètres associés au scintillateur plastique plan ont également été ajustés afin de garantir un spectre correct de muons. Le programme d'acquisition a ensuite été testé dans le système de spectroscopie gamma à bas-bruit du LARN, montré à la figure 6.3. Ce dernier est constitué d'un détecteur HPGe - c'est-à-dire un détecteur semi-conducteur formé par un cristal de germanium à haute pureté dopé p ou n - refroidi à l'azote liquide et disposé dans un blindage passif fait de plomb très peu actif afin de diminuer le bruit causé par la radioactivité naturelle. L'ensemble est entouré de scintillateurs organiques plastiques, deux plans et un courbe, destinés à atténuer le bruit des muons cosmiques grâce à un système d'anti-coïncidences. Les muons peuvent en effet perdre une partie de leur énergie dans le cristal de germanium donnant lieu à des impulsions associées aux mêmes gammes d'énergie que les photons gamma, ce qui constitue une source de bruit gênante dans le cadre de mesures bas-bruit. L'objectif de ces tests était d'obtenir des résultats comparables à ceux obtenus au moyen du système d'acquisition analogique utilisé par le laboratoire. Ces expériences ont permis d'améliorer le code d'acquisition tout en révélant la présence de certains problèmes qui ont ainsi pu être réglés. Ces tests furent finalement un succès et ont également permis de valider le fonctionnement correct du veto. Une des caractéristiques du système

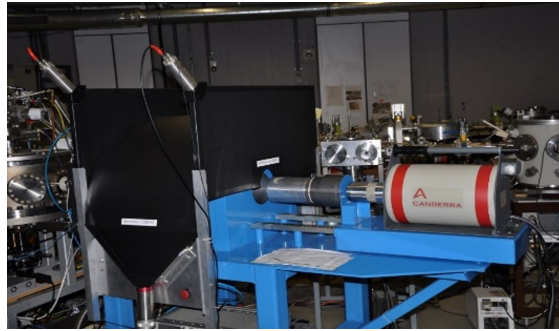


FIGURE 6.3 – Système de spectroscopie gamma bas-bruit du Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN) de l'Université de Namur. Ce dernier est constitué d'un détecteur HPGe (High Purity Germanium) refroidi à l'azote liquide, entouré d'une matrice d'une tonne de plomb archéologique, utilisé comme blindage passif contre la radioactivité naturelle. Des scintillateurs plastiques organiques (deux plans et un courbe) sont disposés tout autour du plomb afin d'assurer le rôle de blindage actif contre les muons cosmiques, source de bruit en spectroscopie gamma.

bas-bruit du LARN est sa capacité à diminuer le bruit provoqué par les rayons  $\gamma$  entre 3 et 10 MeV d'un facteur 6 lorsque le veto est activé. Ce résultat a pu être reproduit avec le système d'acquisition numérique implémenté dans le cadre de l'expérience MURMUR.

Finalement, les codes de traitement des fichiers de sortie du programme d'acquisition ont également été préparés en parallèle à l'aide du logiciel Matlab. Ces codes permettent de construire les spectres en PSD et PHA (*Pulse Height Analysis*), qui ne peuvent être directement visualisés avec le code d'acquisition de MURMUR qui ne possède pas d'interface graphique. Ils permettent également la définition d'une zone d'intérêt en énergie et en PSD.

## 6.2 Description du détecteur MURMUR

La géométrie du détecteur bas-bruit MURMUR est définie par les éléments suivants [2] :

- Une matrice de dimensions  $23.6 \times 17.7 \times 11.5 \text{ cm}^3$  constituée d'un assemblage de briques de plomb pour un volume réel de  $4389.4 \text{ cm}^3$  et un poids total de 49.82 kg.
- Un blindage passif en caoutchouc FLEXIBORE de 36 mm d'épaisseur (7 feuilles de FLEXIBORE d'environ 5 mm d'épaisseur disposées en chicane) entouré d'un support en aluminium.
- Un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  de  $33.5 \text{ cm}^3$  à 4 atm de 11 cm de long et 2.5 cm de diamètre, pour une longueur et un diamètre actifs respectivement de 7.18 cm et 2.38 cm.
- Un scintillateur plastique organique plan EJ200 de  $50 \times 50 \text{ cm}$ .
- Un numériseur DT5790 de la firme CAEN (Viareggio, Italie).
- Un support fait de profilés en aluminium permettant de placer le blindage et ce qu'il contient à la hauteur souhaitée et le scintillateur au-dessus.

Un schéma 3D du détecteur est présenté à la figure 6.4.

Le plomb permet de régénérer les neutrons cachés afin qu'ils puissent être détectés par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Le plomb est caractérisé par une section efficace d'absorption des neutrons thermiques faible, tout en bénéficiant d'une section efficace de diffusion élastique de ces derniers proche de celle de capture de  $^3\text{He}$  utilisé comme régénérateur lors de l'expérience de 2015 [6]. Les neutrons peuvent donc être régénérés dans un large volume de plomb, tout en étant faiblement absorbés. Les neutrons régénérés sont ensuite libres de se propager dans le plomb jusqu'à un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  cylindrique de  $33.5 \text{ cm}^3$  à 4 atm intégré dans le bloc de plomb pour être détectés. Les neutrons cachés peuvent aussi être régénérés directement dans le détecteur  $^3\text{He}$ , tout en étant détectés au même moment. Une régénération équivaut en effet dans ce cas à une détection. De plus, dû à son nombre de masse élevé, le plomb thermalise très peu les neutrons comparé à d'autres matériaux comme le graphite ou l'eau lourde (voir Tab. 5.1). Cette propriété est très importante puisque des neutrons épithermiques ou

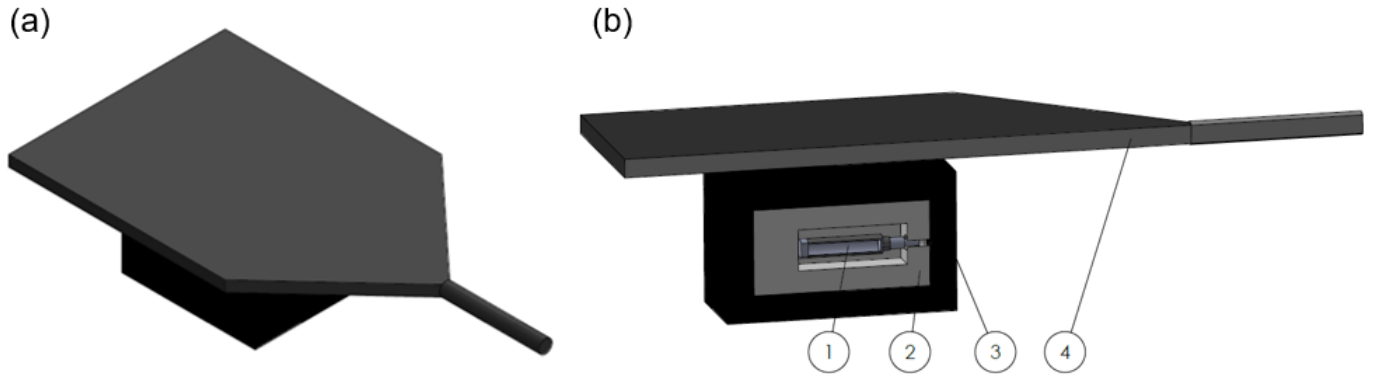


FIGURE 6.4 – Design du détecteur MURMUR : (a) vue complète, (b) vue de section. Un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  de  $33.5 \text{ cm}^3$  à 4 atm (1) est disposé dans une matrice de  $23.6 \times 17.7 \times 11.5 \text{ cm}^3$  fait de 49.82 kg de plomb qui joue le rôle de régénérateur de neutrons cachés (2). Une boîte  $4\pi$  de caoutchouc FLEXIBORE de 3.6 cm d'épaisseur agit comme un blindage passif (3). Au-dessus de ce dernier est disposé un scintillateur plastique organique plan EJ200 de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  qui permet à la fois de monitorer le bruit ambiant et de jouer le rôle de blindage actif (veto). Celui-ci permet d'atténuer le bruit en neutrons rapides causé par la spallation des muons cosmiques directement à l'intérieur du blindage passif, dans la matrice de plomb.

rapides pourraient traverser le blindage passif et être thermalisés dans le régénérateur, constituant une source de bruit dans le détecteur  $^3\text{He}$ . Ce dernier est en effet sensible aux neutrons thermiques, la section efficace de capture neutronique de l' $^3\text{He}$  diminuant comme l'inverse de l'énergie du neutron. Tous les neutrons régénérés dans la matrice de plomb ne seront pas détectés par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ , seule une certaine proportion  $\xi$  d'entre eux seront capturés par le gaz d' $^3\text{He}$ . Cette proportion est calculée numériquement au chapitre 8 de ce manuscrit grâce à MCNP et Geant4. Un blindage passif  $4\pi$  de 3.6 cm de carbure de bore (caoutchouc FLEXIBORE de l'entreprise française BORFLEX) entoure la matrice de plomb, dans le but d'isoler le plomb et le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  de l'environnement extérieur.

Dans une seconde configuration de MURMUR (voir chapitre suivant), un blindage passif supplémentaire sous forme de mur de paraffine de 40 cm d'épaisseur a été ajouté afin de ralentir les neutrons épi-thermiques et rapides provenant du cœur nucléaire et assurer ainsi leur absorption par le  $^{10}\text{B}$ .

Finalement, un scintillateur organique plan EJ200 de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  est disposé en haut du blindage passif dans le but de supprimer certains événements du compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . En effet, comme discuté dans la section précédente, les muons cosmiques peuvent générer des neutrons par spallation directement dans la matrice de plomb, devenant une source de bruit qui ne peut être évité par le biais d'un blindage passif. Le scintillateur, sensible aux muons, permet donc de jouer le rôle de blindage actif, en supprimant certains événements de l'acquisition de données lorsque ceux-ci sont corrélés temporellement à la détection d'une particule par le scintillateur. Le positionnement du scintillateur au-dessus de la matrice de plomb s'explique par la distribution angulaire des muons. Ces derniers arrivent en effet majoritairement du zénith, suite à une épaisseur d'atmosphère moindre [7]. La présence du scintillateur permet également de monitorer le bruit autour de l'expérience.

### 6.2.1 Compteur proportionnel $^3\text{He}$

Les neutrons sont détectés par la réaction de capture suivante :



où  $Q = 764 \text{ keV}$ . L'énergie de la réaction est emportée sous forme d'énergie cinétique du proton et

du tritium qui sont émis dans des directions opposées. La section efficace de capture d'un neutron thermique est de 5330 b et décroît en  $1/\sqrt{E}$  avec l'énergie  $E$  du neutron jusqu'à 0.8 MeV. Un détecteur  $^3\text{He}$  est également peu sensible aux rayonnements gamma et présente une très bonne discrimination de ces derniers par rapport à un détecteur  $\text{BF}_3$  (triofluorure de bore) par exemple. Le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  cylindrique utilisé dans le cadre de MURMUR a été fabriqué par l'entreprise LND Inc<sup>1</sup>. Le pouvoir d'arrêt des particules chargées dans l' $^3\text{He}$  est relativement faible, c'est pourquoi du dioxyde de carbone, caractérisé par un pouvoir d'arrêt important, est ajouté comme gaz tampon pour assurer le dépôt complet de l'énergie des produits de la réaction de capture dans le gaz qui remplit le détecteur.

Les produits de capture sont accélérés par une haute tension de 1150 V et ionisent le gaz, créant un nombre de paires électron-ion proportionnel à l'énergie déposée par les produits de la réaction de capture neutronique. Le spectre typique d'un détecteur  $^3\text{He}$  est montré à la figure 6.5. Lorsque la réaction de capture neutronique se produit loin des parois du détecteur, les énergies du proton et du tritium sont toutes les deux dissipées au sein du gaz. Il en résulte un pic d'amplitude importante appelé le "*full energy peak*", visible à la droite du spectre montré à la figure 6.5. Néanmoins, lorsque la taille du détecteur est plus petite que le libre parcours moyen des particules dans le gaz, l'un des produits de réaction peut heurter la paroi du détecteur. Une partie de l'énergie est alors perdue et ne participe pas au *full energy peak*. Cette zone particulière du spectre est appelée "effet de bord (ou "*wall effect*" en anglais) et est caractérisée par deux marches continues (voir figure 6.5).

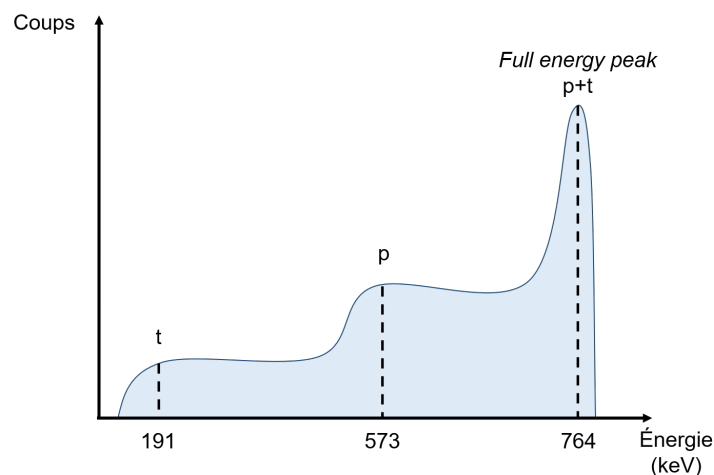


FIGURE 6.5 – Spectre typique d'un compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . En l'observant de gauche à droite on remarque d'abord les deux marches continues qui caractérisent l'effet de bord (la première est relative au dépôt de l'énergie du tritium et la seconde à celui du proton) et le "*full energy peak*" lié au dépôt des énergies relatives au tritium et au proton.

### 6.2.2 Scintillateur organique plastique

Le scintillateur organique plan utilisé est un EJ200 fabriqué par Scionix. Il est constitué de polyvinyltoluène (PVT), un polymère synthétique, auquel est ajouté de l'anthracène afin d'assurer la propriété de scintillation. Cette dernière est conférée par les cycles de benzène de l'anthracène. Celui-ci se caractérise par trois cycles benzéniques, ce qui assure un mécanisme de scintillation très efficace. Lorsqu'un rayonnement passe à travers le scintillateur, il excite le solvant, ici le PVT, qui transfère cette énergie au soluté (ici l'anthracène) de manière non radiative, qui émet en retour des photons de fluorescence à travers la

1. <https://www.lndinc.com/>



désexcitation des électrons  $\pi$  des cycles benzéniques. Ce processus est très rapide, de l'ordre de quelques nanosecondes.

Les scintillateurs organiques de ce type sont sensibles aux rayons  $\gamma$ , majoritairement par effet Compton, aux particules chargées telles que les protons et les muons, et également aux neutrons rapides qui sont détectés par le biais de l'énergie de recul des protons.

### 6.2.3 Chaîne d'acquisition et électronique

La figure 6.6 illustre la chaîne d'acquisition de données de MURMUR. La sortie du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  est connectée à un préamplificateur (Canberra, modèle 2006) qui augmente le rapport signal sur bruit et convertit les charges collectées sur l'anode du détecteur en impulsion de tension. La sortie du scintillateur plastique est raccordée à un photomultiplicateur, garantissant la transformation des photons en courant électrique, lui-même relié à un préamplificateur. Les signaux issus des deux détecteurs rejoignent ensuite un numériseur DT5790 de CAEN [5]. Ce dernier est caractérisé par un convertisseur analogique/numérique (ADC) flash qui échantillonne très rapidement les impulsions de tensions (signaux analogiques) pour les convertir en signaux numériques. Ces derniers sont ensuite analysés par le numériseur. Il est possible d'obtenir des informations sur leur charge et donc leur énergie (via intégration du signal numérique), leur longueur, leur nombre ainsi que leur forme grâce à l'algorithme de *Pulse Shape Discrimination* (PSD) intégré dans le numériseur (voir figure 6.6). Le programme d'acquisition utilisé pour traiter les données issues du numériseur a été remanié afin de convenir aux besoins de MURMUR (voir point 6.1.2).

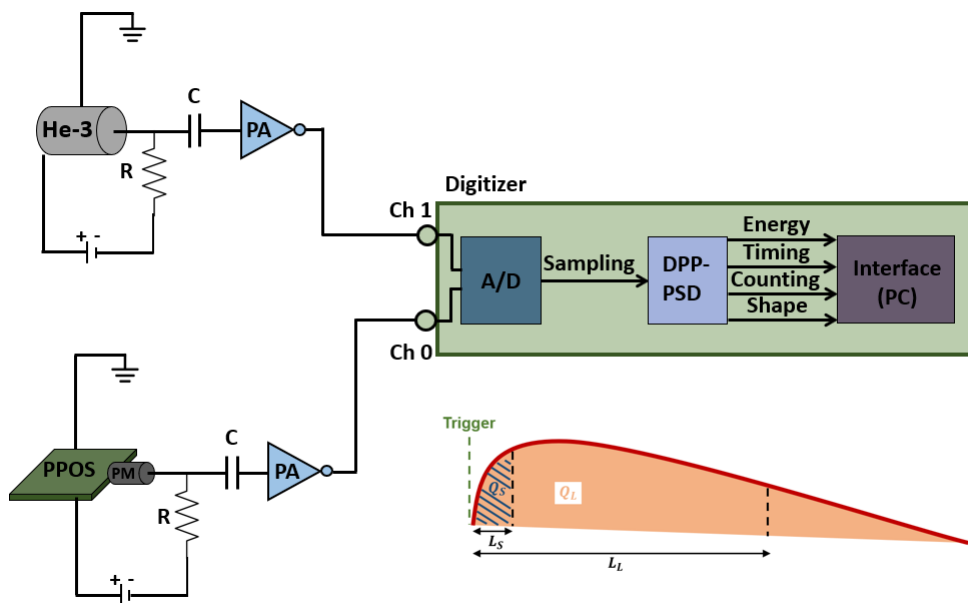


FIGURE 6.6 – Schéma de la chaîne d'acquisition de MURMUR et traitement des impulsions par le numériseur DT5790 de CAEN. Le programme d'acquisition, modifié pour correspondre aux besoins spécifiques de MURMUR, permet d'intégrer les impulsions numériques selon deux canaux. Le premier,  $L_L$ , correspond à la longueur de l'impulsion ou tout du moins à une part importante de l'impulsion, et  $L_S$  correspond à la longueur de la montée de l'impulsion. Les charges intégrées  $Q_L$  et  $Q_S$  sont utilisées pour calculer un nombre appelé PSD, pour *Pulse Shape Discrimination*, permettant de discriminer les différents signaux en fonction de la forme de leurs impulsions de tension. Ce nombre est défini comme  $\text{PSD} = \frac{Q_L - Q_S}{Q_L}$ .

## 6.3 Le réacteur BR2 comme générateur de neutrons cachés

### 6.3.1 Description du réacteur nucléaire BR2

Le réacteur belge (Belgian Reactor - BR2) est un réacteur nucléaire thermique à haut flux hautement hétérogène de recherche, exploité par le centre de recherche nucléaire belge (SCK·CEN) à Mol. Sa géométrie et sa composition sont montrées à la figure 6.7. Il s'agit d'un cœur compact d'uranium hautement enrichi (HEU - High Enriched Uranium - 93%  $^{235}\text{U}$ ) plongé dans une piscine d'eau légère et refroidi grâce à un réservoir d'eau légère. Le modérateur ainsi que le réflecteur du réacteur est un hyperboloïde de béryllium entourant le HEU (voir Fig. 6.7). La matrice de béryllium est constituée d'un grand nombre de prismes hexagonaux irréguliers et obliques, qui forment ensemble un faisceau hyperbolique torsadé autour du canal central H1 de 200 mm rempli de béryllium. Une photographie du cœur du BR2 est montrée à la figure 6.8.

Dû à la forme très particulière de la matrice de béryllium, le cœur n'a pas de configuration fixée, ce qui lui vaut une grande flexibilité et de nombreux arrangements possibles, comme présentés à la figure 6.9. La matrice de béryllium est constituée de 79 canaux cylindriques : 64 canaux standards ( $\varnothing 84$  mm), 10 canaux réflecteurs ( $\varnothing 50$  mm) et 5 canaux larges ( $\varnothing 200$  mm). Tous les canaux peuvent contenir du carburant, des barres de contrôle, des réflecteurs, ou des expériences. Le réacteur peut opérer à une puissance de 40 à 100 MW, pour une durée de 150 à 180 jours complets par an. Le flux de neutrons thermiques (défini avec une énergie inférieure à 0.5 eV) est d'environ  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et le flux de neutrons rapides (défini avec une énergie supérieure à 0.1 MeV) est de  $6.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  à une puissance de 60 MW.

Le cœur du réacteur est entouré d'un blindage biologique. La piscine d'eau légère dans laquelle le cœur est plongé constitue le premier rempart, le second étant un mur de béton lourd d'une épaisseur de 2.6 mètres.

Un modèle 3D du cœur BR2 a été développé par l'équipe de SCK·CEN en utilisant la dernière version du code Monte Carlo MCNP6 [8, 9]. Ce modèle constitue une description complète du réacteur hyperloïque BR2 formé par des canaux inclinés et torsadés, comme montré à la figure 6.10. Chaque canal, composants de carburant, éléments de béryllium, etc. est représenté séparément, avec sa propre position et inclinaison. Les simulations MCNP6 sont couplées au programme CINDER90 qui assure la modélisation de l'évolution des isotopes [8, 9]. La crédibilité du modèle MCNP6 développé par le SCK·CEN a été démontrée par de multiples comparaisons entre les prédictions obtenues numériquement et les données expérimentales, telles que le fonctionnement des barres de contrôle, les flux de neutrons, la puissance linéaire, le taux de fission, les effets de la radioactivité, etc [9].

### 6.3.2 Géométrie de MURMUR près du BR2

L'expérience MURMUR [2] est installée à 6.18 mètres du centre du cœur BR2 exploité par le SCK·CEN à Mol en Belgique, comme illustré à la figure 6.11 où les limites globales de l'expérience près du réacteur nucléaire sont représentées. Le cœur du réacteur a un volume d'environ un mètre cube et est principalement constitué de béryllium. Une piscine d'eau légère et un mur de béton lourd entourent le cœur comme blindage biologique, afin de garantir la sécurité sur le site du BR2. Le flux de neutrons thermiques très important généré par le réacteur nucléaire BR2 permet d'assurer la source intense de neutrons visibles  $\Phi_v$  nécessaire à la réalisation d'une expérience de neutrons passe-murailles. La matrice de béryllium qui joue le rôle de modérateur du cœur BR2 peut quant à elle agir comme un convertisseur de neutrons visibles en neutrons cachés  $\Phi_h$ .

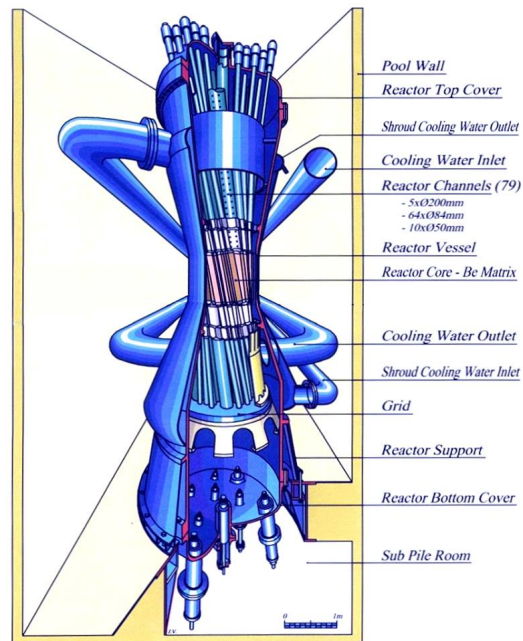


FIGURE 6.7 – Géométrie du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique.

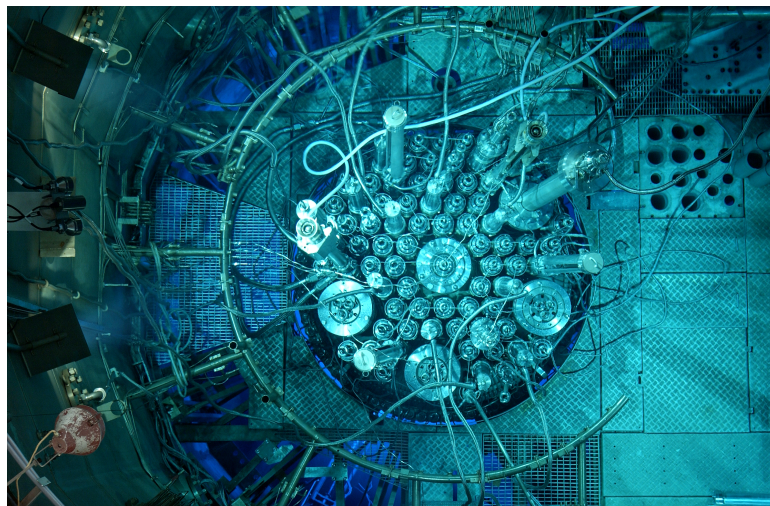


FIGURE 6.8 – Photographie du cœur du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique. On peut y voir les 79 canaux qui le constituent. Les barres de contrôle sont surélevées par rapport aux autres canaux.

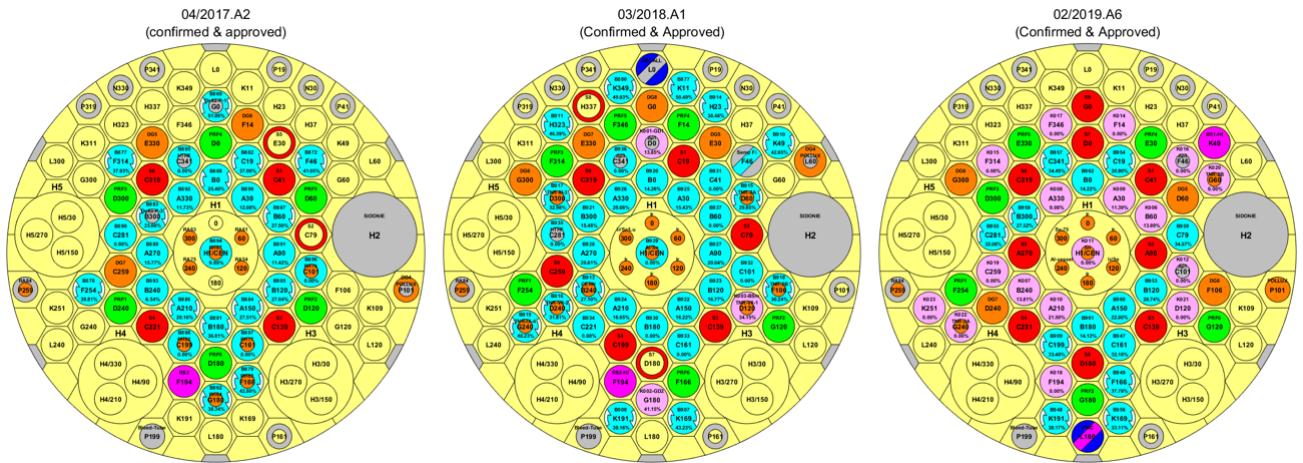


FIGURE 6.9 – Représentations du plan médian du réacteur nucléaire BR2 du SCK·CEN à Mol en Belgique suivant plusieurs configurations. On y observe à gauche un cœur compact et au centre et à droite un cœur étendu.

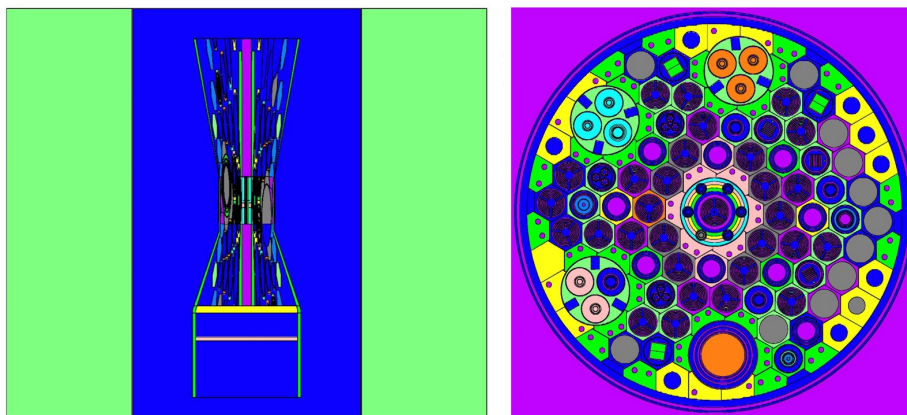


FIGURE 6.10 – Gauche : Modèle MCNP6 du réacteur nucléaire BR2 selon le plan YZ. L'eau légère apparaît en bleu et le blindage biologique en vert. Droite : Modèle MCNP6 du plan médian du BR2 (plan XY) pour le cycle 02/2019A qui inclut des expériences dans le cœur. Les sections efficaces utilisées pour la modélisation du cœur apparaissent en différentes couleurs.

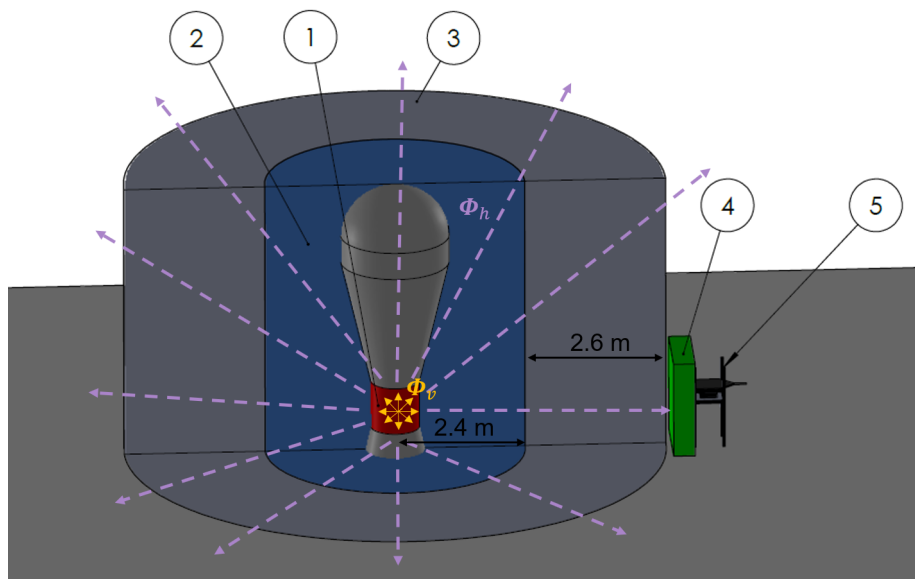


FIGURE 6.11 – Limites globales de l'expérience MURMUR près du réacteur nucléaire BR2 du SCK-CEN à Mol en Belgique. Le cœur nucléaire BR2 (1) fournit un flux intense de neutrons visibles  $\Phi_v$ . Une petite portion de ce flux de neutrons visibles peut être convertie en un flux de neutrons cachés  $\Phi_h$  dans la matrice de béryllium qui joue le rôle de modérateur pour le BR2. Ce flux de neutrons cachés, interagissant très peu avec la matière visible, est libre de quitter le cœur et de passer à travers le blindage biologique du réacteur, fait d'une piscine d'eau légère (2) et d'un mur de béton lourd (3). Dans une seconde configuration de l'expérience MURMUR, un mur de 40 cm d'épaisseur de paraffine (4) a été ajouté entre le BR2 et MURMUR (5), en tant que blindage passif supplémentaire afin de réduire le bruit neutronique provenant du cœur. Dans cette configuration, l'expérience MURMUR se situe à 6.18 mètres du centre du cœur nucléaire du BR2.

## 6.4 Avantages et améliorations de MURMUR

Le détecteur MURMUR comporte des améliorations par rapport au détecteur utilisé en 2015 [6]. L'amélioration la plus importante est l'utilisation d'une antenne faite de plomb pour régénérer les neutrons cachés en neutrons visibles. Lors de la première expérience, le détecteur  $^3\text{He}$  jouait le rôle à la fois de régénérateur de neutrons cachés et de détecteur de neutrons. Or, l'efficacité d'une expérience de neutrons passe-murailles est proportionnelle (entre autres) au volume du matériau régénérateur. Le volume de régénérateur de MURMUR est 122 fois plus important que celui de l'expérience menée à l'ILL en 2015 [6].

Le détecteur possède également des moyens d'atténuation du bruit de fond plus élaborés que l'expérience de 2015. L'utilisation d'un système d'acquisition fonctionnant en *Pulse Shape Discrimination* (PSD) offre en effet une bien meilleure discrimination, comme nous le verrons plus loin, entre les  $\gamma$  et les neutrons. De plus, l'utilisation d'un scintillateur plastique permet de caractériser le bruit de fond plus efficacement.

Les autres améliorations proviennent de la localisation du détecteur MURMUR sur le site du BR2. Ce dernier offre un environnement moins bruyé qu'à l'ILL, car les tubes à neutrons ont été scellés, ce qui n'est pas le cas à l'ILL, où de multiples tubes servent à diriger les neutrons vers différentes expériences. De plus, le BR2 fournit un emplacement pour MURMUR dans la durée, et garantit des acquisitions de données allant jusqu'à trois semaines, soit bien plus longues que les 44 heures de l'expérience de 2015. La durée limitée de la première expérience s'explique par l'arrivée à cet emplacement d'une autre expérience de physique fondamentale appelée STEREO [10], visant à tester l'existence du neutrino stérile. Cet emplacement n'a donc pu être alloué que très brièvement.

Suite à un emplacement garanti dans le temps, une collecte de données lorsque le réacteur est éteint est possible, de manière à soustraire le bruit de fond des mesures effectuées lorsque le réacteur est en fonction, ce qui n'avait pas pu être concrétisé en 2015.

Le chapitre suivant vise à décrire les différentes sources de bruit possible et de caractériser l'efficacité du système de détection neutronique bas-bruit à les atténuer par le biais d'expériences préliminaires.

## Références

- [1] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [81](#)
- [2] C. Stasser, M. Sarrazin and G. Terwagne. Search for neutron-hidden neutron interbrane transitions with murmur, a low-noise neutron passing-through-walls experiment. *EPJ Web of Conferences* 219 (2019) 07004. [81](#), [85](#), [89](#)
- [3] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Murmur : a new low-noise experiment for the search ofneutron-hidden neutron transitions in the context of braneworld scenarios. *PoS (ICHEP 2020)* 783. [81](#)
- [4] Varley F. Sears. Neutron scattering lengths and cross sections. *Neutron News* 3 (1992) 29-37. [82](#)
- [5] CAEN. User manual um2580, DPP-PSD digital pulse processing for pulse shape discrimination, rev. 8 - september 29th, 2016. [83](#), [88](#)
- [6] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075013. [85](#), [93](#)
- [7] P. Shukla and S. Sankrith. Energy and angular distributions of atmospheric muons at the earth. *Int. J. Mod. Phys. A* 33 (2018) 30 1850175. [86](#)

- [8] S. Kalcheva, G. Van den Branden, L. Giot and M. Fallot. Accuracy of the reactor core simulations for determination of the antineutrino spectrum for the SOLID experiment at the BR2 reactor. *International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering (2019)*. 89
- [9] S. Kalcheva and G. Van den Branden. Preparatory studies for qualification of lead test assemblies with gadolinium as burnable absorber in the BR2 reactor. *International Conference on Mathematics and Computational Methods Applied to Nuclear Science and Engineering, Jeju, Korea, April 16-20, 2017*. 89
- [10] The STEREO collaboration, N. Allemandou, et al. The STEREO experiment. *JINST 13 (2018) P07009*. 93

## Chapitre 7

# MURMUR : un détecteur à bas-bruit

### Sommaire

---

<b>7.1 Description du bruit de fond</b> . . . . .	<b>96</b>
7.1.1 Bruit associé au détecteur $^3\text{He}$ . . . . .	96
7.1.2 Bruit en neutrons visibles . . . . .	96
<b>7.2 Caractérisation du détecteur bas-bruit</b> . . . . .	<b>97</b>
7.2.1 Pulse shape discrimination . . . . .	98
7.2.2 Caractérisation du blindage passif . . . . .	99
7.2.3 Veto actif . . . . .	101
7.2.4 Soustraction du bruit de fond . . . . .	104
<b>Références</b> . . . . .	<b>105</b>

---

L'existence de neutrons passe-murailles pourrait être mise en évidence grâce à une différence de taux de comptage neutronique entre les phases d'activité et d'arrêt d'un réacteur nucléaire. Afin de pouvoir statistiquement distinguer cette différence en nombre de neutrons mesurés, un détecteur comme MURMUR doit être capable d'atteindre un seuil de détection très bas. En effet, plus le bruit de fond est bas, meilleures sont les chances de reconnaître un signal exotique caractérisé par une très faible occurrence. La dernière contrainte sur la probabilité de bascule est en effet  $p < 4.6 \times 10^{-10}$  [1], ce qui correspond à un neutron qui bascule d'une brane à l'autre toutes les 2 milliards de collisions. Un taux de comptage très faible permet également de garantir une meilleure contrainte sur la probabilité de bascule dans le cas où aucun signal exotique ne serait mesuré. Plus cette contrainte est basse, plus strictes sont les limites associées aux paramètres cosmologiques étudiés, comme détaillé dans la troisième partie de ce manuscrit de thèse de doctorat, consacrée à l'étude phénoménologique de modèles cosmologiques branaires. La présente section vise à décrire les différentes sources de bruit rencontrées lors de l'accomplissement d'une expérience de ce type. L'efficacité du dispositif expérimental de MURMUR à atténuer ces différentes sources de bruit sera ensuite caractérisée au regard de mesures préliminaires effectuées à Namur et sur le site du BR2 à Mol. Ce chapitre fait l'objet d'une partie d'un article publié dans la revue européenne EPJC - European Physical Journal C [2] et faisant le compte-rendu de l'expérience MURMUR menée au cours de cette thèse.



## 7.1 Description du bruit de fond

Les différentes sources de bruit peuvent être classées en deux catégories. La première est celle du bruit de fond associé au compteur proportionnel  $^3\text{He}$  lui-même. Il a pour origine le rayonnement  $\gamma$  et les particules  $\alpha$  internes ainsi que les microdécharges. La seconde catégorie concerne les neutrons visibles qui peuvent avoir quatre origines bien distinctes : ceux issus du réacteur nucléaire, ceux créés dans l'atmosphère par le rayonnement cosmique, ceux résultant de réactions  $(\alpha, n)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\mu, n)$  et  $(\nu, n)$  dans le régénérateur en plomb et l'entourage de l'expérience. Dans ce dernier cas, on parle de neutrons cosmogéniques.

### 7.1.1 Bruit associé au détecteur $^3\text{He}$

Les rayons  $\gamma$  peuvent interagir dans le compteur proportionnel, principalement avec les parois via des effets photoélectriques ou des diffusions Compton. Les électrons qui en résultent sont moins énergétiques que les produits de la réaction de capture d'un neutron et apparaissent à basse énergie dans le spectre. Il sont donc généralement bien discriminés de la zone d'énergie des produits de capture neutronique dans un compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Néanmoins, les rayons  $\gamma$  de plus hautes énergies peuvent chevaucher la zone d'énergie des produits de capture dans le spectre et donner lieu à une surestimation du nombre de neutrons mesurés.

L'émission de particules  $\alpha$  par les actinides présents en tant que contaminants dans les matériaux constitutifs des parois du détecteur est un problème bien connu des expériences à bas-bruit [3, 4]. Leur énergie peut varier de 0 à plusieurs MeV et chevauche la région d'énergie des produits de capture neutronique dans les compteurs  $^3\text{He}$ . Une particule  $\alpha$  ne peut donc être distinguée du signal associé à un neutron. Le taux d'émission moyen de particules  $\alpha$  dépend de la nature du matériau et est plus important dans l'aluminium ( $\sim 6 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) que dans l'acier ( $\sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) [4]. Le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  utilisé dans le cadre de MURMUR est en acier inoxydable, mais en raison du taux de comptage faible d'une expérience de neutrons passe-murailles ( $\sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ), l'émission de particules  $\alpha$  peut être une source de bruit. Dans la section suivante, il sera montré que cette source de bruit peut être considérée comme négligeable.

Les compteurs proportionnels sont aussi sujets aux microdécharges [4] qui résultent d'un courant de fuite associé à la tension de claquage appliqué à la chambre du compteur [4]. Elles ne peuvent être distinguées du signal associé aux produits de la réaction de capture dans un compteur [4] et sont donc une source de bruit indésirable.

### 7.1.2 Bruit en neutrons visibles

Les neutrons visibles sont une source de bruit évidente dans le cadre d'une expérience de neutrons passe-murailles. Ils peuvent avoir quatre origines : neutrons issus du réacteur nucléaire ou de la zone de stockage du combustible, neutrons cosmiques produits dans l'atmosphère par les rayons cosmiques primaires, neutrons résultant de réactions  $(\alpha, n)$  et  $(\gamma, n)$  et enfin neutrons cosmogéniques.

Les neutrons visibles issus du réacteur lorsque celui-ci est en fonctionnement ou de la piscine de stockage du combustible située derrière le réacteur sont évidemment des sources de bruit qui justifient la présence du blindage passif en carbure de bore. La prochaine section de ce chapitre permettra d'en caractériser l'efficacité. Les neutrons cosmiques sont quant à eux des neutrons rapides. Bien que le blindage soit peu efficace pour les stopper au regard de leur énergie, ils ont peu de chance d'être capturés par l' $^3\text{He}$ . En 2015, un modérateur en polyéthylène entourait le blindage en carbure de bore afin de thermaliser les neutrons rapides et assurer ainsi leur capture par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  [5]. Dans un premier temps, le design de MURMUR été pensé sans modérateur, afin d'éviter que les neutrons rapides soient

suffisamment thermalisés dans le polyéthylène pour qu'ils puissent être capturés par  ${}^3\text{He}$ , sans être absorbés au préalable par le  $\text{B}_4\text{C}$ . Les réactions endoénergétiques ( $\alpha, n$ ) peuvent également être source de bruit en raison de la présence de quantité très importante de béton comme blindage biologique [6, 7, 8]. Les sections efficaces des réactions ( $\alpha, n$ ) pour des éléments à faible et moyen  $Z$ , qui présentent une barrière d'énergie coulombienne plus faible que les éléments lourds, sont en effet importantes. Des neutrons rapides (de quelques MeV) pourraient donc être induits dans les éléments constitutifs du béton, majoritairement à faible et moyen  $Z$  (oxyde d'aluminium, silice, chaux, etc.). La production de photoneutrons (réactions ( $\gamma, n$ )) dans l'entourage du détecteur (plomb, blindages, infrastructures, béton, etc.) peut également être une source de bruit. Les  $\gamma$  les plus énergétiques se situent dans le cœur du réacteur et ont une énergie maximum de 7.1 MeV. L'énergie des  $\gamma$  dans l'entourage du détecteur MURMUR est trop faible pour conduire à une réaction ( $\gamma, n$ ) directement dans le régénérateur en plomb, l'énergie seuil étant de 7.37 MeV pour le plomb 208, soit l'énergie associée à l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau.

Les neutrons cosmogéniques sont principalement induits par la spallation des muons cosmiques dans la matière. Les neutrons produits dans la matière par les neutrinos astrophysiques ou solaires sont aussi appelés cosmogéniques, bien que le flux de neutrons induit par les muons soit largement dominant. De manière générale, les neutrons cosmogéniques constituent une source de bruit importante pour les expériences recherchant des événements rares, comme des neutrons cachés. Beaucoup d'expérience de ce type, recherchant des candidats matière noire ou des désintégrations exotiques, comme la double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrino par exemple, sont d'ailleurs menées dans des laboratoires sous-terrain afin de diminuer le bruit causé par les muons cosmiques, particules très pénétrantes du fait de leur énergie très élevée (quelques GeV en moyenne au niveau de la mer). Dans le cas de MURMUR, des neutrons cosmogéniques peuvent être induits dans l'entourage de l'expérience [9, 10] ou, plus problématique encore, directement dans le régénérateur en plomb [11]. Dans ce dernier cas, un simple blindage passif est inefficace pour prévenir cette cause de bruit. À partir de l'expression du taux de production de neutrons induits par les muons cosmiques établi dans les références [9, 10] et le spectre en énergie de ces derniers [12], on peut estimer qu'un demi-neutron par seconde est produit en moyenne dans 50 kg de plomb. Ces neutrons ont une énergie moyenne de 8 MeV, la probabilité qu'ils soient capturés par  ${}^3\text{He}$  est donc plus faible de trois ordres de grandeur par rapport à des neutrons thermiques [13]. Cependant, certains des neutrons produits à plus faible énergie pourraient être suffisamment thermalisés dans le blindage et dans le plomb pour devenir thermiques ou épithermiques et constituer une source de bruit dans le compteur. Finalement, tous les matériaux entourant le réacteur ont la capacité de produire des neutrons sous l'effet du flux de muons cosmiques. Ces neutrons rapides peuvent être suffisamment énergétiques pour passer à travers le blindage passif de MURMUR, tout en perdant assez d'énergie pour atteindre une énergie épithermique ou thermique et être détectés dans le compteur proportionnel  ${}^3\text{He}$ . Les neutrons cosmogéniques produits par la spallation des muons cosmiques sont donc en conclusion une source de bruit sérieuse dans la mise en œuvre de l'expérience MURMUR.

En ce qui concerne les réactions à courant chargé et neutre des neutrinos dans le plomb, la section efficace totale peut atteindre  $10^{-39} \text{ cm}^2$  [14, 15, 16]. Selon le flux de neutrinos sur terre de  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [14], le taux de neutrons induits par les neutrinos dans 50 kg de plomb devrait être de l'ordre de  $10^{-7} \text{ s}^{-1}$ . Ce taux est largement inférieur à la sensibilité que peut atteindre l'expérience MURMUR ( $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ), le bruit causé par les neutrons induits par les neutrinos n'est donc pas un problème actuellement. Néanmoins, ils pourraient limiter de manière absolue la précision de ces expériences.

## 7.2 Caractérisation du détecteur bas-bruit

Après avoir décrit le détecteur MURMUR au chapitre précédent et présenté les différentes sources de bruit possible, nous allons désormais caractériser l'efficacité du détecteur bas-bruit MURMUR à les

atténuer. Les efficacités de la *Pulse Shape Discrimination* (PSD), du blindage passif et du veto actif ont été étudiées au moyen de mesures préliminaires réalisées à Namur et sur le site du BR2 à Mol.

### 7.2.1 Pulse shape discrimination

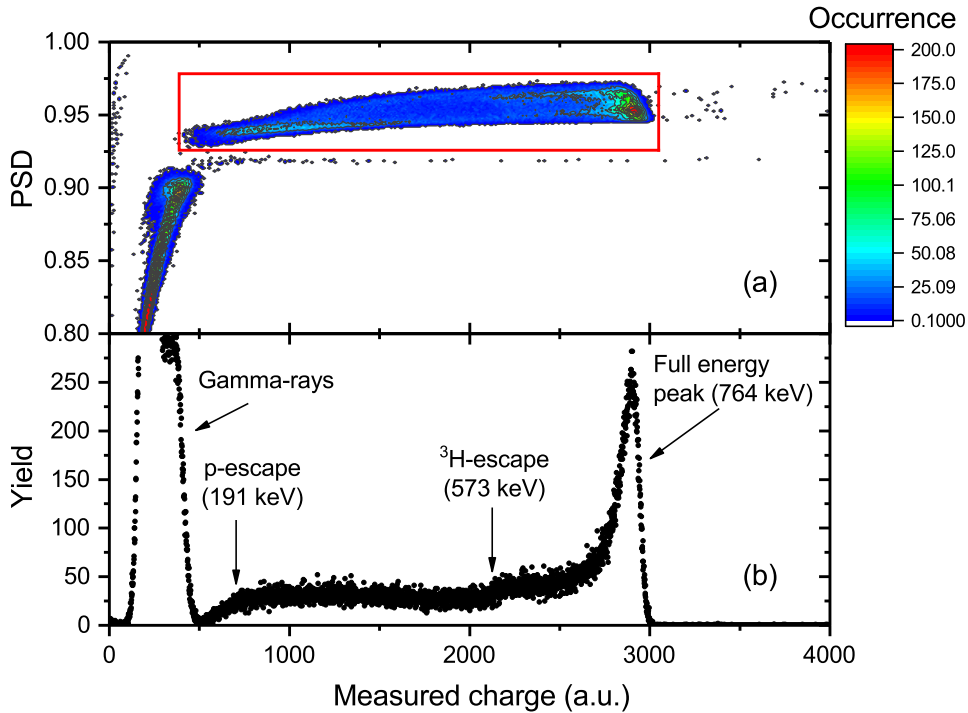


FIGURE 7.1 – (a) Nombre PSD en fonction de la charge longue mesurée dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  [2]. La discrimination entre les rayons  $\gamma$  et les neutrons (rectangle rouge) est très bien établie. Les  $\gamma$  peuvent être entièrement filtrés grâce à une sélection appropriée en PSD. (b) Spectre en énergie du compteur  $^3\text{He}$  reconstruit à partir du spectre en PSD. Le full energy pic est très bien visible ainsi que les deux marches continues caractéristiques de l'effet de bord.

Le système d'acquisition de MURMUR permet de réaliser une discrimination entre les différents signaux mesurés par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  selon la forme de leurs impulsions en tension, grâce à un algorithme DPP-PSD. Cela est possible grâce aux différences de temps de montée des impulsions relatives aux produits de capture des neutrons et les électrons issus des effets photoélectriques ou des diffusions Compton des photons  $\gamma$  dans le gaz d'hélium-3.

La figure 7.1 montre le PSD en fonction de la charge mesurée par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  seul en dehors du blindage pendant 15 jours consécutifs d'acquisition (a) ainsi que le spectre en énergie reconstruit (b) [2]. Ce spectre permet de valider l'algorithme en *Pulse Shape Discrimination* appliqué au détecteur  $^3\text{He}$ . Le spectre en énergie reconstruit présente bien toutes les caractéristiques attendues, un pic de grande amplitude associé à la déposition d'énergie totale des produits de capture neutronique, et deux marches continues associées à la déposition partielle de ceux-ci due à l'effet de bord. Les rayons  $\gamma$  peuvent quant à eux être complètement discriminés de la zone des neutrons au moyen d'une sélection appropriée en PSD. On peut en conclure que l'utilisation d'un système d'acquisition en PSD permet de complètement s'affranchir du bruit parasite à basse énergie associé aux rayons  $\gamma$ , à l'aide d'une sélection à la fois en PSD et en énergie (voir rectangle rouge à la figure 7.1 a). Il est à noter que certains événements

apparaissent au-delà de la charge du *full energy peak* avec un nombre PSD situé dans la même région que celui des neutrons. Ces signaux sont la conséquence de neutrons rapides d'énergie  $E_n$  qui peuvent donner lieu à une énergie  $E = E_n + Q$  déposée par les produits de capture au-delà de la Q-value  $Q = 764$  keV. Les neutrons rapides peuvent également diffuser élastiquement sur les noyaux d' $^3\text{He}$ , ce qui engendre une énergie de recul du noyau.

Malheureusement, cette méthode de *Pulse Shape Discrimination* n'a pas permis de discriminer les particules  $\alpha$  internes émises par les éventuels contaminants présents dans les parois du détecteur des produits de capture neutronique. Afin de parvenir à caractériser cette source de bruit, des mesures de la radioactivité naturelle du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  ont été effectuées dans le système de spectroscopie  $\gamma$  à bas bruit du LARN, décrit à la section 6.1.2 et montré à la figure 6.3. Aucune différence de signal n'a été mesurée pour les rayons  $\gamma$  principaux émis par les actinides avec et sans compteur  $^3\text{He}$  à l'intérieur du système bas-bruit. Cela signifie que le compteur contient une très faible quantité d'actinides et que le bruit en particules  $\alpha$  interne peut certainement être négligé.

### 7.2.2 Caractérisation du blindage passif

Pour bien débiter cette section ainsi que le reste des chapitres expérimentaux à venir, il est important de bien fixer les idées en termes de statistique. Toutes les données provenant du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  ont été traitées au moyen de la statistique de Poisson en raison de la faible occurrence du phénomène recherché. Cette dernière a la particularité de présenter des intervalles de confiance asymétriques. En ce qui concerne les données issues du scintillateur, elles sont traitées par le biais d'une loi normale.

Le blindage passif en carbure de bore a tout d'abord été testé à Namur, afin de s'assurer qu'il était aussi performant que celui utilisé en 2015 à l'ILL. Le bruit de fond B du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  dans le blindage  $4\pi$  de 3.6 cm d'épaisseur en carbure de bore est donné par :

$$B = 5.5 \pm 1.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ à } 95\% \text{ CL.} \quad (7.1)$$

Ce taux de comptage est plus faible que celui mesuré avec l'assemblage complet de blindage passif (un cylindre de 4 cm d'épaisseur en carbure de bore et une boîte épaisse de 20 cm de polyéthylène) à l'ILL en 2015 [1]. Il est à noter que MURMUR ne possède pas de blindage supplémentaire en polyéthylène pour des raisons de bruit de fond. Un tel blindage pourrait ralentir suffisamment des neutrons rapides issus du bruit de fond ambiant, principalement induits par la spallation des muons cosmiques dans l'environnement proche de MURMUR, pour qu'ils puissent être capturés par le gaz d' $^3\text{He}$ , tout en les laissant assez énergétiques pour qu'ils puissent franchir le blindage en carbure de bore sans être absorbés par le bore 10. De plus, les muons cosmiques pourraient également donner lieu à des neutrons rapides directement à l'intérieur du polyéthylène. Il y a donc un effet de balance bénéfices/risques à jauger, qui fait notamment l'objet de cette section.

Une photographie de la première version du détecteur MURMUR sur le site du BR2 à Mol est présentée à la figure 7.2. Dans cette configuration, seul le blindage  $4\pi$  en carbure de bore de 3.6 cm d'épaisseur joue le rôle de blindage passif. Néanmoins, il est possible que des neutrons plus rapides ne soient pas ralentis suffisamment pour garantir leur absorption par le bore 10 dans le blindage. Il est donc nécessaire de réaliser des mesures préliminaires afin de s'assurer de l'efficacité du blindage en carbure de bore et l'optimiser si nécessaire. Pour cela, une seconde géométrie a été testée, dont une photographie est présentée à la figure 7.3. Dans cette configuration, un mur de paraffine de 40 cm d'épaisseur (en vert sur la photographie de la figure 7.3) a été ajouté entre le réacteur nucléaire et MURMUR. Celui-ci agit comme un modérateur en ralentissant les neutrons afin d'optimiser leur absorption par le bore 10. Ces deux configurations ont été testées grâce à des mesures préliminaires durant le fonctionnement et l'arrêt du réacteur nucléaire BR2.



FIGURE 7.2 – Photographie de la première configuration de l'expérience MURMUR sur le site du BR2 à Mol en Belgique. Dans cette première géométrie, seule la boîte de 3.6 cm d'épaisseur en carbure de bore joue le rôle de blindage passif.

Le tableau 7.1 montre le taux de comptage dans le scintillateur plastique plan disposé sur le haut du blindage en carbure de bore, dans une région d'énergie caractéristique des muons cosmiques et des neutrons rapides, selon les deux configurations de MURMUR décrites ci-dessus. La première configuration est celle présentée à la figure 7.2, c'est-à-dire celle sans blindage passif additionnel en paraffine ( Tab. 7.1 a), et la seconde configuration est celle avec 40 cm de paraffine entre le réacteur et MURMUR (Tab. 7.1 b). Ces mesures ont été prises pendant et entre les cycles 05/2018A et 06/2018A du réacteur BR2, respectivement en octobre et novembre 2018. Les résultats du tableau 7.1 peuvent s'interpréter comme une diminution du signal en neutrons rapides dans le scintillateur due à la paraffine. Cette hypothèse se vérifie grâce aux données du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  durant la même période, reprises au tableau 7.2, sans et avec paraffine. On observe en effet un signal neutronique plus important lorsque le réacteur est en fonctionnement en absence de paraffine. C'est typiquement le genre de signal que donnerait la régénération de neutrons cachés dans le plomb. Il ne s'agit malheureusement pas ici d'un signal exotique, mais simplement de neutrons rapides issus du réacteur nucléaire lorsque celui-ci est en fonctionnement. Ces derniers sont trop énergétiques pour être absorbés par le bore 10 du blindage passif en caoutchouc, mais sont suffisamment thermalisés à l'intérieur (et dans le plomb) pour être capturés par l' $^3\text{He}$ , devenant une source de bruit indésirable. L'ajout de la paraffine permet de les thermaliser et d'assurer leur absorption par le blindage en carbure de bore.

Il est toutefois important de noter que l'ajout de la paraffine augmente le bruit de fond du compteur  $^3\text{He}$  lorsque le réacteur est à l'arrêt, comme illustré au tableau 7.2. Cette augmentation s'interprète comme une production de neutrons rapides directement dans la paraffine par la spallation des muons cosmiques et le ralentissement des neutrons rapides issus de la spallation des muons dans l'environnement, augmentant leur chance d'être détectés par le compteur  $^3\text{He}$ . Cela induit donc un bruit de fond supplémentaire indépendamment de l'activité du réacteur nucléaire.



FIGURE 7.3 – Photographie de la seconde configuration de l'expérience MURMUR sur le site du BR2 à Mol en Belgique. Dans cette géométrie, un blindage passif additionnel sous forme de paraffine de 40 cm d'épaisseur a été ajouté.

### 7.2.3 Veto actif

Des neutrons visibles peuvent directement être produits à l'intérieur du régénérateur en plomb par la spallation des muons cosmiques. Un blindage passif est donc inefficace pour prévenir leur détection dans le compteur  $^3\text{He}$ . Une façon de réduire leur impact est l'addition d'un blindage actif grâce au scintillateur plastique plan disposé sur le dessus du blindage passif en carbure de bore (les muons provenant majoritairement du zénith [12]). Ainsi, lorsqu'un muon est détecté par le scintillateur, tout signal dans le compteur  $^3\text{He}$  parvenant dans une certaine fenêtre temporelle fixée au préalable est automatiquement supprimé du fichier de données en sortie. Le tableau 7.3 reprend l'intégralité des mesures préliminaires effectuées [2]. Ces dernières ont eu lieu à la fois au LARN à l'Université de Namur et sur le site du BR2 à Mol sans et avec paraffine (voir section précédente).

Afin de mettre en évidence le phénomène de spallation des muons dans la matrice de plomb de MURMUR, des mesures préliminaires ont d'abord été réalisées au LARN à l'Université de Namur, avant l'installation de l'expérience à Mol. Le taux de comptage dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  en présence des 50 kg de plomb dans le blindage passif (1-b) augmente le signal neutronique de plus d'un facteur 8 comparé à la mesure effectuée avec le compteur seul dans le blindage passif en carbure de bore (1-a). Pour s'assurer que cette différence de signal mesuré est bien liée à la spallation de muons cosmiques dans le plomb, les mêmes mesures ont été réalisées en utilisant le blindage actif avec une fenêtre de temps de 5  $\mu\text{s}$  (1-c). L'activation du veto permet de s'affranchir du bruit parasite induit par la présence du plomb (1-c VS 1-b). On peut donc conclure que les muons génèrent des neutrons de spallation dans le plomb qui agissent comme un bruit de fond dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Le temps de veto doit être choisi soigneu-

<b>Taux de comptage dans le scintillateur</b>	
(a) Sans paraffine	
ON	$74.4^{+0.02}_{-0.02}$
OFF	$22.2^{+0.0087}_{-0.0087}$
(b) Avec paraffine	
ON	$30.9^{+0.012}_{-0.012}$
OFF	$30.2^{+0.0095}_{-0.0095}$

TABLEAU 7.1 – Taux de comptage dans le scintillateur plastique plan dans une région d'intérêt contenant les muons cosmiques et les neutrons rapides dans le cadre des mesures préliminaires du détecteur MURMUR sur le site du BR2 à Mol en Belgique. Les données de ce tableau correspondent à deux configurations du dispositif expérimental : sans (a) et avec (b) un mur de paraffine de 40 cm d'épaisseur entre le réacteur et MURMUR. Ces mesures ont été prises durant et entre les cycles 05/2018A et 06/2018A du réacteur nucléaire BR2, respectivement en octobre et en novembre 2018. Sans paraffine (a), on observe une importante baisse d'évènements dans le scintillateur lorsque le réacteur est à l'arrêt. Cette différence de signal entre le fonctionnement et l'arrêt du réacteur est interprétée comme un signal en neutrons rapides issus du réacteur nucléaire lors des phases de fonctionnement de ce dernier. L'ajout de paraffine (b) permet de s'assurer que cette hypothèse est bien pertinente. En effet, cette différence de signal disparaît presque complètement une fois les 40 cm de paraffine installé. Les erreurs sont calculées au moyen d'une loi normale et les intervalles de confiance sont calculés à 68% de degré de confiance.

<b>Taux de comptage dans <math>{}^3\text{He}</math> (<math>\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}</math>) (Veto activé)</b>	
(a) Sans paraffine	
ON	$4.40^{+0.68}_{-0.61}$
OFF	$2.50^{+0.31}_{-0.28}$
(b) Avec paraffine	
ON	$3.30^{+0.34}_{-0.31}$
OFF	$3.33^{+0.54}_{-0.48}$

TABLEAU 7.2 – Taux de comptage en neutrons dans le compteur proportionnel  ${}^3\text{He}$  sans (a) et avec (b) 40 cm de paraffine entre MURMUR et le réacteur BR2. Ces mesures ont été prises durant et entre les cycles 05/2018A et 06/2018A du réacteur nucléaire BR2, respectivement en octobre et en novembre 2018. L'ajout de paraffine réduit le taux de comptage dans le compteur durant les phases de fonctionnement du BR2 (b VS a), mais augmente le bruit lorsque celui-ci est à l'arrêt. Les erreurs sont calculées au moyen d'une loi de Poisson et les intervalles de confiance sont calculés à 68% de degré de confiance.

TABLEAU 7.3 – Taux de comptage à différentes localisations du détecteur MURMUR, i.e au LARN de l'Université de Namur et sur le site du BR2 à Mol, durant les cycles de fonctionnements du BR2 05/2018A et 06/2018A, respectivement en octobre et novembre 2018, et pour différentes configurations du dispositif expérimental [2]. Les incertitudes sont calculées à 68% de degré de confiance.

	(1) Namur		Mol		
		sans paraff.		avec paraff.	
		(2) OFF	(3) ON	(4) OFF	(5) ON
(a) ${}^3\text{He}$ seul + B4C ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )	$0.5 \pm 0.1$	-	-	$1.5 \pm 0.2$	-
(b) ${}^3\text{He}$ + Pb + B4C ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )	$4.2 \pm 1.0$	$3.5 \pm 0.3$	-	$3.3 \pm 0.3$	-
(c) ${}^3\text{He}$ + Pb + B4C + veto ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )	$0.5 \pm 0.2$	$2.5 \pm 0.2$	$4.4 \pm 0.4$	$3.3 \pm 0.3$	$3.3 \pm 0.2$
(d) Veto ( $\text{s}^{-1}$ )	-	$22.46 \pm 0.01$	$73.06 \pm 0.02$	$30.12 \pm 0.01$	$31.54 \pm 0.01$

sement afin de filtrer les neutrons issus de la spallation des muons tout en évitant de perdre inutilement du temps d'acquisition. La figure 7.4 donne le nombre de neutrons capturés dans le compteur proportionnel  ${}^3\text{He}$  en 24 heures d'acquisition en fonction de différentes valeurs de temps de veto. On constate un taux de comptage faible pour 1  $\mu\text{s}$ . En raison du nombre de neutrons mesurés pour des fenêtres de durée plus importante, le temps de veto a été choisi à 8  $\mu\text{s}$ .

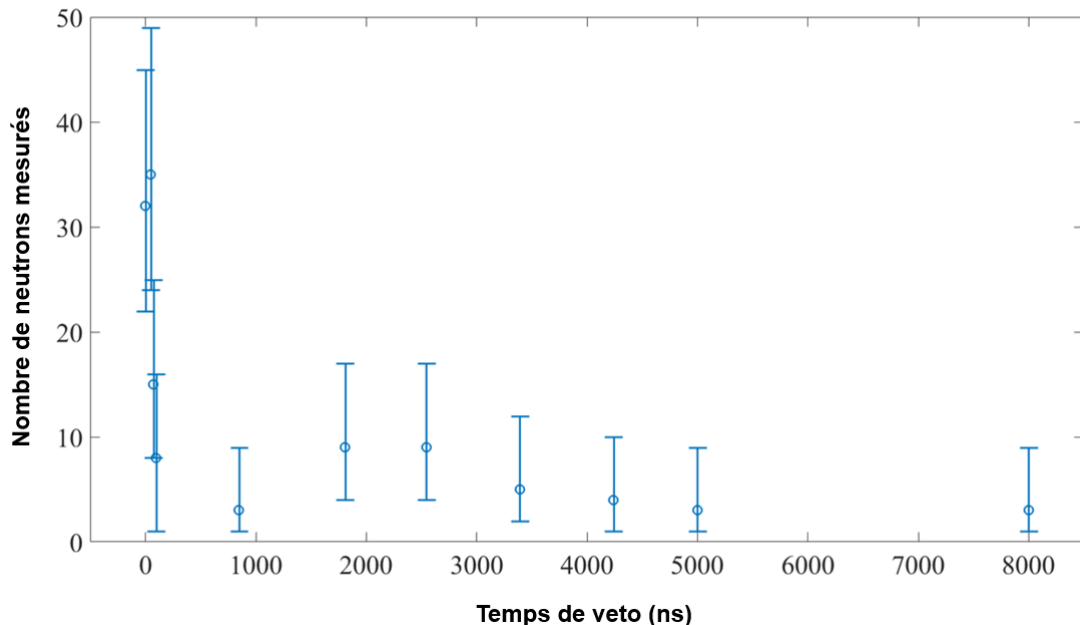


FIGURE 7.4 – Nombre de neutrons mesurés par le compteur proportionnel  ${}^3\text{He}$  en 24 heures d'acquisition en fonction du temps de veto exprimé en ns. Le détecteur  ${}^3\text{He}$  est disposé dans la matrice de plomb placée dans le blindage passif en carbure de bore. Le scintillateur plastique plan est posé sur le haut du blindage passif et agit comme un veto actif. Les barres d'erreur sont représentées avec un degré de confiance de 95%.



La distribution angulaire des muons suivant une loi en  $\cos^2$  par rapport à l'angle associé au zénith [12], il a été décidé de disposer le scintillateur sur le haut du blindage en carbure de bore. Les côtés de l'expérience ne sont donc pas protégés par le veto, même si un léger effet de parapluie existe suite à la longueur du scintillateur. Nous verrons au chapitre 10 une nouvelle version du dispositif expérimental de MURMUR disposant également de scintillateurs plastiques sur les côtés.

Le flux de muons près du détecteur dépend de la localisation et des alentours de l'expérience. L'efficacité du veto actif doit donc être testée à la position réelle du détecteur, c'est-à-dire sur le site du BR2 à Mol. C'est ainsi que les mêmes mesures réalisées à Mol durant des périodes d'arrêt du réacteur nucléaire (configurations 2 et 4 du tableau 7.3) ne donnent pas les mêmes résultats qu'à Namur (localisation 1 du tableau 7.3). Cette différence peut s'expliquer par la présence des infrastructures du réacteur nucléaire (larges épaisseurs d'eau légère et de béton) dans lesquelles les muons peuvent interagir par spallation. On s'attend donc à un flux de muons dans l'entourage du détecteur MURMUR moins important qu'à Namur, comme dans les configurations (2-b) et (4-b) par rapport à (1-b), où les taux sont dû aux neutrons induits par la spallation des muons dans le plomb. Par ailleurs, plus de neutrons sont observés sur le site du BR2 à Mol en présence de la paraffine (4-a) comparé aux mesures effectuées à Namur (1-a). La distribution d'arrivée des muons est aussi supposée être moins verticale. Tout cela pourrait expliquer l'impact limité du veto actif sur le site du BR2. Alors que le taux de comptage du compteur  $^3\text{He}$  est réduit d'un facteur 8 à Namur, il reste presque inchangé au BR2 (voir configurations (2-c) et (4-c)). Il y a en effet un bruit neutronique beaucoup plus important à Mol, d'une part suite à l'entourage direct de MURMUR suite à un environnement propice à la spallation des muons cosmiques, d'autre part suite à la présence de la zone de stockage du combustible derrière le réacteur nucléaire. Des mesures effectuées avec le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  seul ont finalement permis de démontrer qu'il y avait 13 fois plus de bruit neutronique à Mol qu'à Namur. Le bruit causé par la spallation des muons directement dans le plomb est donc négligeable par rapport à cette source de bruit en neutrons rapides plus importante qu'à Namur. L'ajout de la paraffine a également une influence sur l'efficacité du veto (voir (2-b) VS (2-c) et (4-b) VS (4-c)). En effet, cette dernière, en plus de devenir elle-même une source de neutrons rapides suite à la spallation des muons (et donc de décroître l'impact de la spallation des muons directement au sein de la matrice de plomb), thermalise les neutrons rapides de l'environnement, qui peuvent ensuite être plus aisément détectés par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ , sans être filtré par le veto.

Pour terminer cette section sur l'étude du bruit de fond de MURMUR, on peut conclure que le caractère bas-bruit de cette expérience est limité par les muons cosmiques qui génèrent un bruit en neutrons rapides à la fois dans l'entourage de MURMUR et dans la matrice de plomb via les côtés.

#### 7.2.4 Soustraction du bruit de fond

Il reste un grand nombre de sources de bruit qui ne peuvent être complètement atténuées par le dispositif expérimental de MURMUR, comme les particules  $\alpha$  internes, les réactions  $(\alpha, n)$  et  $(\gamma, n)$  dans l'entourage de l'expérience, et les neutrons rapides induits par les muons. Afin d'éliminer leur contribution, des mesures de bruit de fond ont été réalisées lorsque le BR2 est à l'arrêt. Ce taux de comptage peut donc être soustrait du taux de comptage calculé durant les cycles du BR2. Au-delà de son rôle de veto actif, le scintillateur a donc la charge de monitorer le bruit cosmique en temps réel. Ce dernier peut en effet varier selon les périodes de l'année, car il dépend notamment de la pression atmosphérique.

La différence de deux signaux obéissants à des lois de Poisson suit une loi de Skellam. Cette dernière permet d'obtenir la borne haute de l'intervalle de confiance associé au flux de neutrons induit par le réacteur nucléaire, quelle que soit son origine (associée à la génération de neutrons cachés et à leur régénération par exemple). Ce flux de neutrons permettra de fixer une nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron  $p$  grâce à des calculs numériques (voir chapitre 8) si aucun excédent de neutrons n'est mesuré durant les cycles du BR2. Afin d'obtenir une bonne statistique et réduire l'erreur sur les mesures, de longs temps d'acquisition, de l'ordre de 15-20 jours, sont requis.

## Références

- [1] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [95](#), [99](#)
- [2] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [95](#), [98](#), [101](#), [103](#)
- [3] B. Al-Bataina, J. Jänecke. Alpha-particle emission from contaminants in counter materials. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 255 (1986) 512-517. [96](#)
- [4] T.J. Langford, C.D. Bass, E.J. Beise, H. Breuer, D.K. Erwin, C.R. Heimbach, J.S. Nico. Event identification in he-3 proportional counters using risetime discrimination. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 717 (2013) 51-57. [96](#)
- [5] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075013. [96](#)
- [6] H. Wulandari, J. Jochum, W. Rau and Evon Feilitzsch. Neutron flux at the gran sasso underground laboratory revisited. *Astroparticle Physics* 22 (2004) 3–4. [97](#)
- [7] Tora Murata and Keiichi Shibata. Evaluation of the (alpha, n) reaction nuclear data for light nuclei. *J. Nucl. Sci. Tech.* 39 (2002) sup2, 76-79. [97](#)
- [8] V. A. Kudryavtsev, P. Zakhary and B. Easeman. Neutron production in (alpha, n) reactions. *Nucl. Instrum. Meth. A* 972 (2020) 164095. [97](#)
- [9] N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin. Universal formula for the muon-induced neutron yield. *Phys. Rev. D* 87 (2013) 113013. [97](#)
- [10] A. S. Malgin. Phenomenology of the muon-induced neutron yield. *Phys. Rev. C* 96 (2017) 014605. [97](#)
- [11] L. Reichhart et al. Measurement and simulation of the muon-induced neutron yield in lead. *Astropart. Phys.* 47 (2013), 67-76. [97](#)
- [12] P. Shukla and S. Sankrith. Energy and angular distributions of atmospheric muons at the earth. *Int. J. Mod. Phys. A* 33 (2018) 30 1850175. [97](#), [101](#), [104](#)
- [13] Francesco Piscitelli, Giacomo Mauri, Alessio Laloni and Richard Hall-Wilton. Verification of he-3 proportional counters' fast neutron sensitivity through a comparison with he-4 detectors. *Eur. Phys. J. Plus* (2020) 135 :577. [97](#)
- [14] J. Monroe and P. Fisher. Neutrino backgrounds to dark matter searches. *Phys. Rev. D* 76 (2007) 033007. [97](#)
- [15] J. Monroe and P. Fisher. What can be learned with a lead-based supernova-neutrino detector? *Phys. Rev. D* 67 (2003) 013005. [97](#)
- [16] A. Bandyopadhyay, P. Bhattacharjee, S. Chakraborty, K. Kar and S. Saha. Detecting supernova neutrinos with iron and lead detectors. *Phys. Rev. D* 95 (2016) 065022. [97](#)



## Chapitre 8

# Efficacité de détection du détecteur MURMUR

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Nécessité des calculs numériques dans le cadre de MURMUR</b>	<b>108</b>
<b>8.2</b>	<b>Efficacité de détection</b>	<b>109</b>
<b>8.3</b>	<b>Outils numériques</b>	<b>109</b>
<b>8.4</b>	<b>Modélisation numérique du compteur proportionnel <math>^3\text{He}</math></b>	<b>111</b>
8.4.1	Géométrie du détecteur	111
8.4.2	Spectre du détecteur $^3\text{He}$	112
8.4.3	Efficacité de détection du compteur $^3\text{He}$	112
8.4.4	Comparaisons des résultats numériques et expérimentaux	114
<b>8.5</b>	<b>Détecteur MURMUR et efficacité de détection</b>	<b>117</b>
8.5.1	Modèles numériques	117
8.5.2	Direction de propagation des neutrons régénérés	118
8.5.3	Génération aléatoire des neutrons dans le plomb	118
8.5.4	Efficacité de détection en fonction de l'énergie des neutrons	120
8.5.5	Caractérisation de l'erreur systématique	121
	<b>Références</b>	<b>125</b>

---

**A**fin de calculer une nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron dans une brane cachée, l'efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR doit être connue. Ce chapitre vise à l'évaluer numériquement au moyen des codes Monte Carlo Geant4 et MCNP. Pour cela, il a été nécessaire de modéliser le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  et de s'assurer de la validité des résultats de simulations, notamment en les comparant à des mesures expérimentales. La géométrie du détecteur MURMUR a ensuite été implémentée et l'efficacité de détection évaluée pour plusieurs énergies de neutrons. La convergence des résultats acquis avec Geant4 et MCNP constitue une validation supplémentaire de la pertinence des résultats numériques obtenus. Ce chapitre fait l'objet d'une partie d'un article publié dans la revue européenne EPJC - European Physical Journal C [1].

## 8.1 Nécessité des calculs numériques dans le cadre de MURMUR

La figure 8.1 explique les différentes étapes à réaliser pour obtenir une nouvelle contrainte sur la probabilité  $p$  de bascule d'un neutron. Les étapes entourées en rouge correspondent à des simulations Monte Carlo, effectuées à l'aide de Geant4 ou MCNP et celles entourées en violet à des calculs numériques classiques. Les étapes entourées en vert nécessitent quant à elles des données expérimentales. Enfin, les étapes entourées en noir requièrent des calculs analytiques.

Des calculs numériques sont nécessaires lors de trois de ces étapes. Tout d'abord, pour obtenir le flux de neutrons thermiques  $\Phi_+$  produits dans le cœur du réacteur BR2. Ensuite, une intégrale numérique doit être effectuée pour calculer le flux de neutrons cachés  $\Phi_-$  attendu près du détecteur MURMUR, donné par l'équation 5.2, à partir du flux de neutrons visibles  $\Phi_+$ . Finalement, des simulations Monte Carlo sont nécessaires pour calculer numériquement l'efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR.

Les étapes opérationnelles requises pour calculer une nouvelle contrainte sur  $p$  à partir des mesures expérimentales du détecteur MURMUR près du réacteur nucléaire BR2 sont les suivantes :

- Calcul numérique du flux de neutrons visibles  $\Phi_+$  produits dans le cœur du BR2 via un programme MCNP développé par l'équipe du BR2, dirigé par Silva Kalcheva (voir section 6.3.1). Cette équipe a fourni un rapport contenant les flux de neutrons thermiques calculés numériquement par leurs soins dans chaque canal du BR2 pour le Cycle02/2019A du réacteur.

- Intégration numérique du flux de neutrons cachés, donné par l'équation 5.2, près du détecteur MURMUR à partir des flux de neutrons visibles dans les canaux du cœur fournis par le BR2. Cette intégration numérique a été réalisée au moyen d'une intégrale de Riemann implémentée en Matlab.

- Calcul du terme de source en neutrons régénérés  $S_R(p^2)$  grâce à l'équation 5.4 et évaluation du taux de neutrons régénérés dans le régénérateur en plomb  $\Gamma_R(p^2)$ . Cette quantité finale, obtenue au moyen de calculs numériques, est facteur de  $p^2$ .

- Établissement d'une contrainte sur le taux de comptage neutronique  $\Gamma_{Det}$  dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  grâce aux mesures expérimentales prises lors des périodes d'arrêt et de fonctionnement du réacteur BR2.

- Calcul numérique de l'efficacité  $\xi$  de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR grâce aux codes de simulation Monte Carlo MCNP et Geant4.

- Calcul de la contrainte expérimentale  $\Gamma'_{Det}$  sur le taux de neutrons régénérés dans le plomb à partir de  $\Gamma_{Det}$  et  $\xi$ .

- Comparaison de  $\Gamma_R$  et  $\Gamma'_{Det}$  afin d'obtenir finalement la contrainte sur la probabilité de bascule  $p$ .

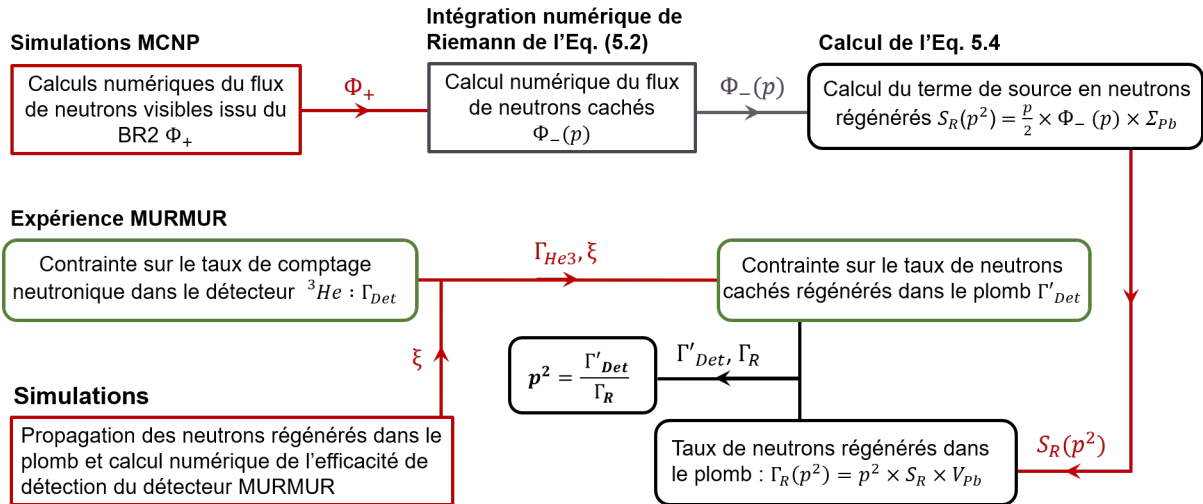


FIGURE 8.1 – Illustration des différentes étapes nécessaires au calcul de la contrainte sur la probabilité  $p$  de bascule d'un neutron.  $V_{pb}$  correspond au volume total du régénérateur en plomb.

## 8.2 Efficacité de détection

Les neutrons régénérés dans la matrice de plomb ne sont pas tous détectés par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$ , seule une faible proportion d'entre eux  $\xi$  le sont. Cette dernière peut être calculée numériquement à l'aide de code Monte Carlo. L'efficacité de détection  $\xi$  peut alors s'exprimer comme :

$$\xi = \frac{N_{Det}}{N_{Gen}}, \quad (8.1)$$

où  $N_{Det}$  est le nombre de neutrons capturés par  $^3\text{He}$  contenu dans le compteur proportionnel et  $N_{Gen}$  est le nombre total de neutrons générés dans la simulation.

## 8.3 Outils numériques

Deux outils de calculs numériques Monte Carlo ont été utilisés pour déterminer l'efficacité de détection du détecteur MURMUR : Geant4 et MCNPX. La méthode Monte Carlo est une méthode numérique qui vise à calculer la valeur approchée d'une quantité via des processus aléatoires.

Geant4 (GEometry ANd Tracking) est un code C++ libre d'accès, développé par la collaboration internationale Geant4 (<http://geant4.org>), qui permet de simuler le parcours de particules à travers la matière grâce à la méthode Monte Carlo. Il permet à l'utilisateur de fixer sa propre problématique grâce aux outils mis à disposition par Geant4. On peut ainsi définir des formes géométriques, des matériaux, le type de particules, les interactions physiques (électromagnétique, hadronique), les zones sensibles, les outils de visualisation, etc. Il constitue un outil très flexible, puisque l'utilisateur peut modifier toutes les parties de la simulation et en extraire n'importe quelles informations. La figure 8.2 présente l'architecture simplifiée du fonctionnement d'une simulation Geant4.

La structure de Geant4 est composée de plusieurs classes d'objets C++, décrivant chacun un élément nécessaire au fonctionnement de la simulation. Ces éléments s'articulent les uns avec les autres sur quatre niveaux. Le premier niveau est celui du Run, qui représente une expérience physique bien précise, définie par une géométrie particulière. Le second niveau concerne l'élément de base d'une simulation Geant4,

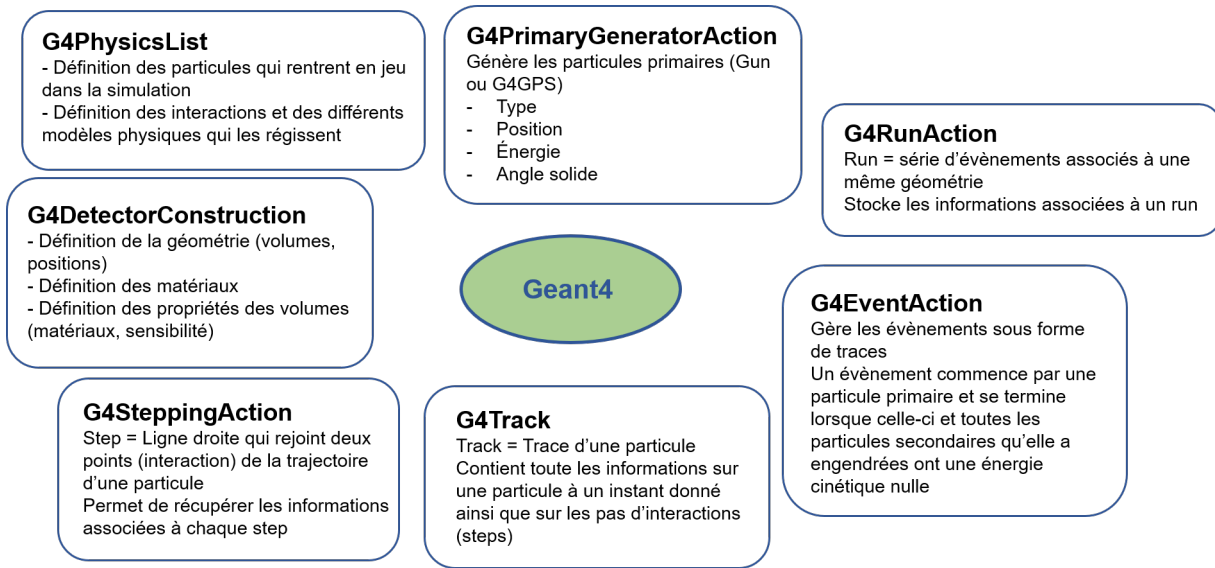


FIGURE 8.2 – Illustration basique de l'architecture d'une simulation dans Geant4.

l'Event ou évènement, qui correspond à l'histoire écrite par une particule primaire issue du faisceau ou de la source à l'origine de l'expérience, défini par l'utilisateur. Un évènement commence avec une particule primaire et se termine lorsque celle-ci, ainsi que toutes les particules secondaires qu'elle a produites, ont une énergie cinétique nulle. Le troisième niveau correspond à la Track, ou trace des particules. Il s'agit de toutes les informations physiques liées à une particule à un instant précis de la simulation. Aucune information concernant les traces ne survit à la fin de la simulation. En effet, une trace est automatiquement supprimée lorsque la particule sort des délimitations de l'expérience définies par l'utilisateur, lorsque la particule atteint une énergie cinétique nulle, ou lorsque la particule disparaît (collision inélastique, absorption, désintégration, etc.). Enfin, le dernier niveau correspond aux pas (Step) de la simulation, c'est-à-dire les segments de droite qui rejoignent deux points de la trajectoire (Track), définis par une interaction physique ou l'interface entre deux volumes. Dans cette classe, il est possible de récupérer toutes les informations sur la particule pendant le pas de simulation, c'est-à-dire l'énergie déposée, le temps de parcours, etc.

La géométrie de l'expérience est définie dans une classe obligatoire (G4DetectorConstruction) qui doit être écrite par l'utilisateur au moyen des diverses classes d'objets C++ assurant la modélisation de volumes complexes. Les matériaux sont également définis et appliqués aux différents volumes dans cette classe. Les processus physiques et les modèles physiques qui les régissent doivent également être définis par l'utilisateur dans une classe obligatoire (G4PhysicsList). Enfin, les particules incidentes ainsi que leur énergie, direction et angle solide sont définis dans la classe correspondante (G4PrimaryGeneratorAction), à l'aide d'un générateur de faisceau (Gun) ou de source (G4GPS - General Particle Source).

Geant4 est utilisé dans de nombreuses applications en physique des hautes énergies, comme la dosimétrie, les analyses de détection ou encore en physique des accélérateurs.

MCNP (Monte Carlo N-Particle transport) est un outil de simulations numériques basé sur la méthode Monte Carlo, développé le laboratoire national de Los Alamos. Contrairement à Geant4 qui implique la création d'une application par l'utilisateur en C++, MCNP est une boîte noire où la géométrie, la source et les sorties sont gérées par un fichier d'entrée écrit par l'utilisateur. MCNP offre donc moins de liberté que Geant4, mais permet d'être pris en main plus facilement. Les différents paramètres de la simulation doivent être écrits dans le fichier d'entrée suivant un ordre bien précis. D'abord, les cellules qui constituent la géométrie du problème physique étudié sont définies comme des intersections de surfaces choi-

Valeur de R	Fiabilité de l'estimateur (tally)
>0.5	Non significatif
0.2 à 0.5	Pas assez de statistique
0.1 à 0.2	Discutable
< 0.1	Généralement fiable

TABLEAU 8.1 – Valeur de l'erreur relative R et signification en termes de fiabilité du tally étudié.

sies par l'utilisateur. Les matériaux sont également définis dans le fichier et correspondent à des bibliothèques de sections efficaces qu'utilisera MCNP pour réaliser la simulation. Ensuite, l'utilisateur peut définir la source de particules incidente, c'est-à-dire leur nature, leur nombre, leur énergie ou spectre en énergie, leur position et direction initiale. Finalement, l'utilisateur devra sélectionner un ou plusieurs estimateurs, appelés tallies, qui jouent le rôle d'observables et permettent de quantifier des processus physiques bien précis. Il y a 8 tallies prédéfinis dans MCNP, qui permettent tous d'obtenir des informations distinctes (énergie déposée, flux ou courant à travers une surface, etc.). Il existe également des modificateurs de tally dont le rôle est de transformer la quantité physique calculée par un tally. Le fichier de sortie d'une simulation MCNP contient les résultats des différents tallies définis dans le fichier d'entrée, ainsi que l'erreur relative R qui leur est associée. Le tableau 8.1 exprime la signification des différentes valeurs de cette erreur relative. Le fichier de sortie contient également les résultats de tests statistiques qui permettent de vérifier la viabilité des résultats des différents tallies utilisés en fonction du problème physique étudié. Ces tests sont associés à la moyenne, à la figure de mérite, à la variance de la variance et à la pente de Pareto des tallies définis. Les détails de ces différents tests statistiques n'est pas l'objectif de ce manuscrit. Il est néanmoins important de préciser que tous les résultats obtenus avec MCNP présentés dans ce chapitre ont une erreur relative inférieure à 0.1 et ont passés les dix tests statistiques avec succès. MCNP est très utile dans de nombreuses applications impliquant des processus nucléaires, comme la simulation de réacteurs nucléaires (fission, modération etc.), la radioprotection, la dosimétrie, l'étude et l'analyse de dispositif de détection.

## 8.4 Modélisation numérique du compteur proportionnel $^3\text{He}$

La première étape est la modélisation du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  dans les deux codes de simulations Monte Carlo. L'implémentation correcte du compteur est cruciale, car ce sont les captures neutroniques au sein de celui-ci qui seront comptabilisées pour évaluer l'efficacité de détection en neutrons régénérés dans la matrice de plomb. Pour s'assurer que le détecteur est correctement modélisé, plusieurs tests ont été réalisés, comme l'évaluation du spectre en énergie, le calcul de l'efficacité de détection intrinsèque et finalement la comparaison à des données expérimentales.

### 8.4.1 Géométrie du détecteur

Le gaz  $^3\text{He}$  à 4 atm ainsi que l'acier inoxydable qui forme le compteur ont été créés à la main dans les deux codes. Le compteur proportionnel utilisé est constitué d'un cylindre d' $^3\text{He}$  d'une longueur de 20.32 cm pour un diamètre de 2.438 cm, formant le volume actif du détecteur. Le détecteur utilisé ici n'est donc pas celui du détecteur MURMUR, mais un détecteur plus long qui présente exactement les mêmes



Composition	Fraction de masse (%)
C	0.03
Mn	2.00
P	0.045
S	0.030
Si	0.75
Cr	20.00
Ni	12.00
N	0.10
Fe	65.045

TABLEAU 8.2 – Composition de l'acier inoxydable 304L en fraction de masse.

caractéristiques (compositions, pression, diamètre, etc.) et qui provient du même fournisseur. Les deux zones mortes du détecteur remplies d' $^3\text{He}$  sont également modélisées sur les côtés de la zone active. Le tout est entouré d'un cylindre d'acier inoxydable 304L de 0.051 cm d'épaisseur, pour un diamètre total du compteur de 2.54 cm et une longueur de 24 cm. La composition de l'acier inoxydable 304L du compteur, montrée en pourcentage de masse dans le tableau 8.2, a été introduite manuellement dans les deux codes. La liste physique utilisée pour simuler le parcours des neutrons et leurs diverses interactions dans la matière est la QGSP\_BERT\_HP, recommandée pour la modélisation à haute précision des neutrons en dessous de 20 MeV.

#### 8.4.2 Spectre du détecteur $^3\text{He}$

La perte d'énergie des produits de capture des neutrons dans un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  a une forme particulière qu'il est aisé de reconnaître (voir section 8.4.1) : pic d'amplitude importante à 764 keV et deux marches continues à plus basse énergie caractéristiques de l'effet de bord. Si le gaz d' $^3\text{He}$  est correctement modélisé dans les simulations, les spectres en énergie obtenus avec Geant4 et MCNP devraient avoir la même forme caractéristique. En Geant4, l'énergie des produits de capture neutronique est collectée dans la partie "Stepping Action" du code C++. Des commandes ont été ajoutées afin de récupérer cette information et réaliser un spectre en énergie. Pour MCNP, l'énergie déposée par les produits de la réaction de capture est calculée grâce aux tallies 6 et 8.

Les figures 8.3 et 8.4 montrent les spectres en énergie issus du compteur proportionnel, respectivement obtenus avec Geant4 et en MCNP pour 10 000 neutrons thermiques générés dans le centre du compteur. Même si le pic d'énergie totale est trop fin et l'effet de bord peu marqué, les régions d'énergie sont correctes. Cette différence de forme peut s'expliquer par l'absence de tension appliquée du détecteur dans la modélisation numérique.

#### 8.4.3 Efficacité de détection du compteur $^3\text{He}$

Afin de vérifier si le détecteur  $^3\text{He}$  est correctement modélisé, l'efficacité de détection intrinsèque du compteur, calculée numériquement grâce à la formule (8.1), peut être comparée à sa valeur théorique donnée par l'expression :

$$100 \times (1 - e^{-\Sigma(E)d}), \quad (8.2)$$

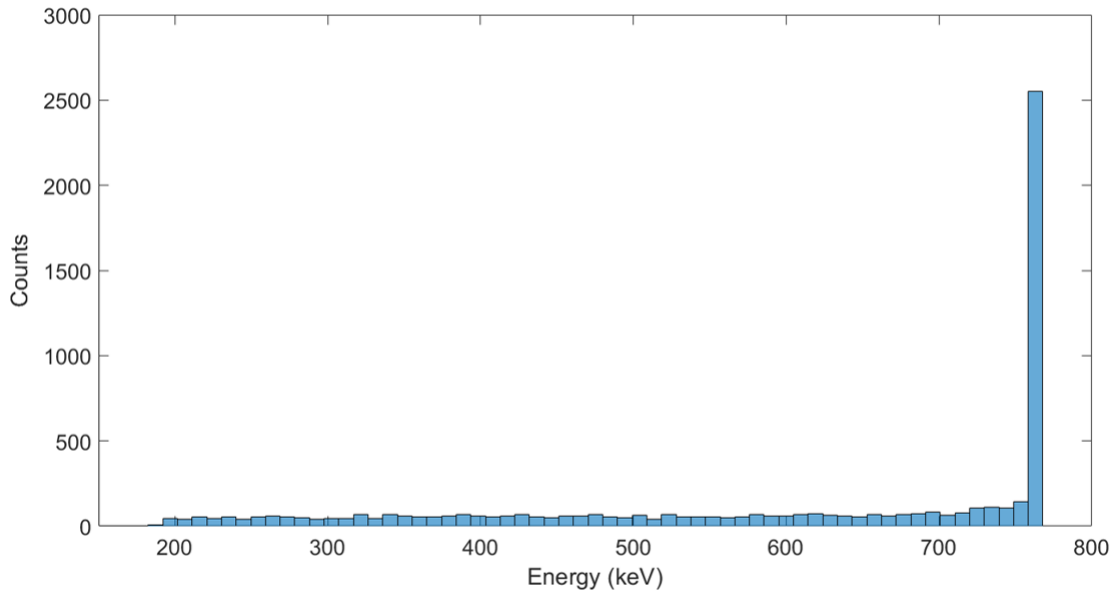


FIGURE 8.3 – Perte d'énergie des produits de capture neutronique dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  modélisé en Geant4 pour 10 000 neutrons générés au centre du compteur.

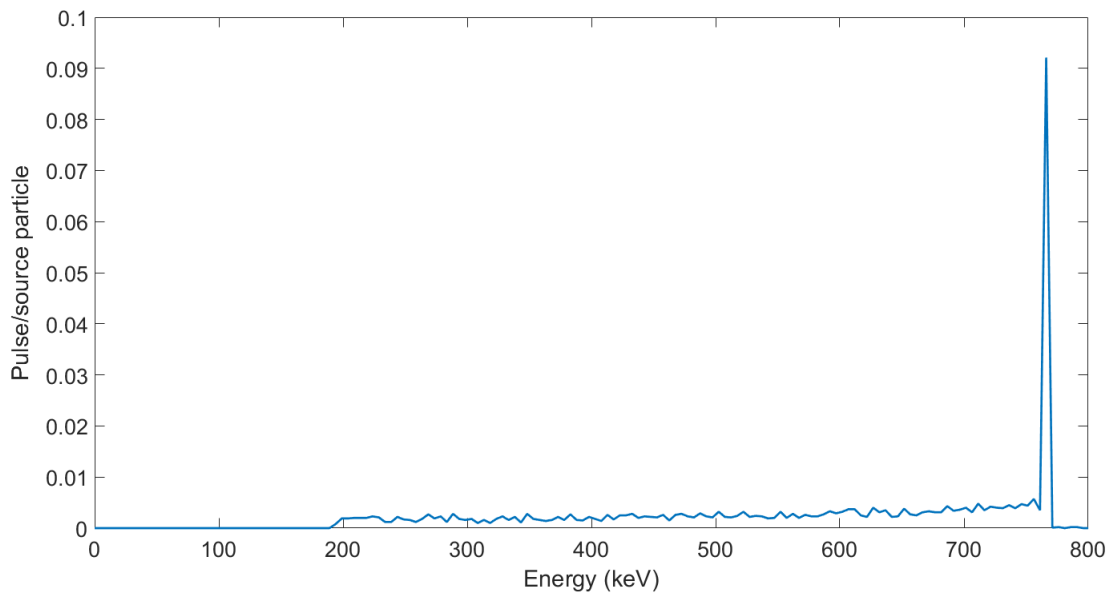


FIGURE 8.4 – Perte d'énergie des produits de capture neutronique dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  modélisé en MCNP pour 10 000 neutrons générés au centre du compteur. L'énergie de déposition est divisée par le nombre de particules sources.




Direction	$\xi_{Th}$	$\xi_{Geant4}$	$\xi_{MCNP}$
	72.5%	72.8( $\pm 0.5$ )%	72.4 ( $\pm 0.5$ )%
	99.9%	99.9 ( $\pm 0.6$ )%	100 ( $\pm 0.6$ )%
		36.4 ( $\pm 0.4$ )%	36.3( $\pm 0.4$ )%

TABLEAU 8.3 – Efficacités de détection intrinsèque théorique ( $\xi_{Th}$ ) et numérique ( $\xi_{Geant4}$  et  $\xi_{MCNP}$ ) d'un gaz d' $^3\text{He}$  pour des directions incidentes du faisceau de neutrons thermiques parallèle et perpendiculaire à l'axe du compteur. Les efficacités de détection numériques sont calculées avec les codes Monte Carlo Geant4 et MCNP. Les deux premières lignes donnent l'efficacité de détection intrinsèque calculée numériquement pour un compteur sans acier inoxydable et sans zones mortes. La dernière ligne donne l'efficacité de détection intrinsèque pour un faisceau de neutrons parallèle à l'axe d'un compteur proportionnel complet, c'est-à-dire fait d'acier inoxydable et de zones mortes. La présence de zones mortes conduit à une absorption de 60% des neutrons incidents avant leur arrivée dans la zone active du compteur. L'accord à la fois entre les deux codes et entre la théorie et les résultats numériques est très bon (écarts inférieurs à 1%).

où  $E$  est l'énergie des neutrons,  $\Sigma(E)$  est la section efficace macroscopique de capture neutronique de  $^3\text{He}$  et  $d$  la longueur caractéristique du détecteur. L'équation (8.2) dépend donc de l'énergie des neutrons et de la direction du faisceau incident.

Le nombre de captures neutroniques à l'intérieur du compteur est comptabilisé au moyen d'un compteur implémenté dans la partie "Stepping Action" du code de Geant4 qui s'incrémente à chaque nouvelle capture. Dans le cas de MCNP, le nombre de captures neutroniques est comptabilisé grâce à un modificateur du tally 4, qui permet d'obtenir le nombre de captures neutroniques par particules sources.

Le tableau 8.3 donne l'efficacité intrinsèque du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  calculée numériquement avec Geant4 et MCNP pour des faisceaux de neutrons thermiques respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe du détecteur, avec et sans zones mortes. On peut constater que l'accord entre MCNP et Geant4 est très bon avec un écart inférieur à 1%, ainsi que l'accord entre les simulations et la valeur théorique de l'efficacité de détection intrinsèque calculée avec l'expression 8.2.

#### 8.4.4 Comparaisons des résultats numériques et expérimentaux

De manière à valider complètement la modélisation numérique des différents composants du détecteur MURMUR, les résultats numériques doivent être confrontés aux résultats expérimentaux. Pour ce faire, une expérience utilisant le compteur proportionnel, un modérateur en polyéthylène haute densité et une source américium-241/béryllium a été menée au BR2 à Mol et modélisée dans Geant4 et MCNP. Une source Am-241/Be cylindrique de  $1 \times 0.7$  cm d'une activité de  $(1.794 \pm 0.035) \times 10^3$  Bq a été utilisée pour réaliser cette expérience, ainsi qu'un pavé de polyéthylène haute densité de  $50 \times 40 \times 10$  cm<sup>3</sup> pour thermaliser les neutrons rapides issus de la source. Le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  de 24 cm est attaché au centre du pavé de polyéthylène. Trois acquisitions de données ont été entreprises : sans source pour effectuer une mesure du bruit de fond et avec la source respectivement à 10 cm et 50 cm du compteur. Le bruit de fond a été mesuré à 20.5 neutrons par minute. La figure 8.5 présente la modélisation du dispositif expérimental en Geant4, tandis que la figure 8.6 montre celle en MCNP.

La commande G4GPS qui permet de générer une source générale de particules dans Geant4 est implémentée dans le fichier macro de lancement de Geant4 afin de produire une source ponctuelle et isotrope de neutrons selon le spectre d'énergie d'une source Am-241/Be. Le spectre d'énergie des neutrons issus d'une telle source provient de la référence [2] et est montré à gauche de la figure 8.7. Le spectre en énergie

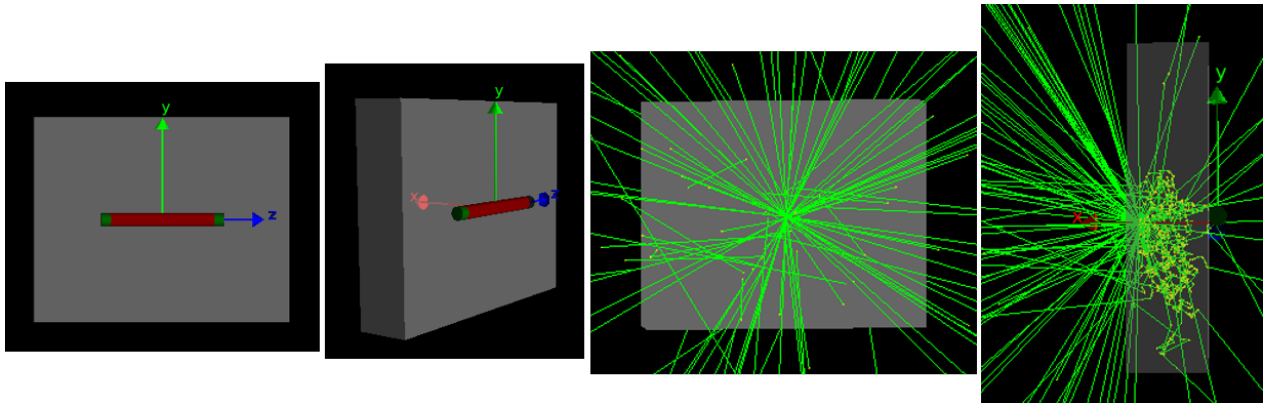


FIGURE 8.5 – Modélisation Geant4 d’une expérience constituée d’une source ponctuelle de neutrons, d’un pavé de polyéthylène haute densité de  $50 \times 40 \times 10 \text{ cm}^3$  pour thermaliser les neutrons rapides issus de la source (en gris), et un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  d’une longueur active de 20.32 cm (en rouge) avec deux zones mortes aux extrémités (en vert), le tout enrobé dans un cylindre d’acier inoxydable (en noir). Le dispositif expérimental est entouré d’air. Le parcours des neutrons est représenté par des lignes vertes.

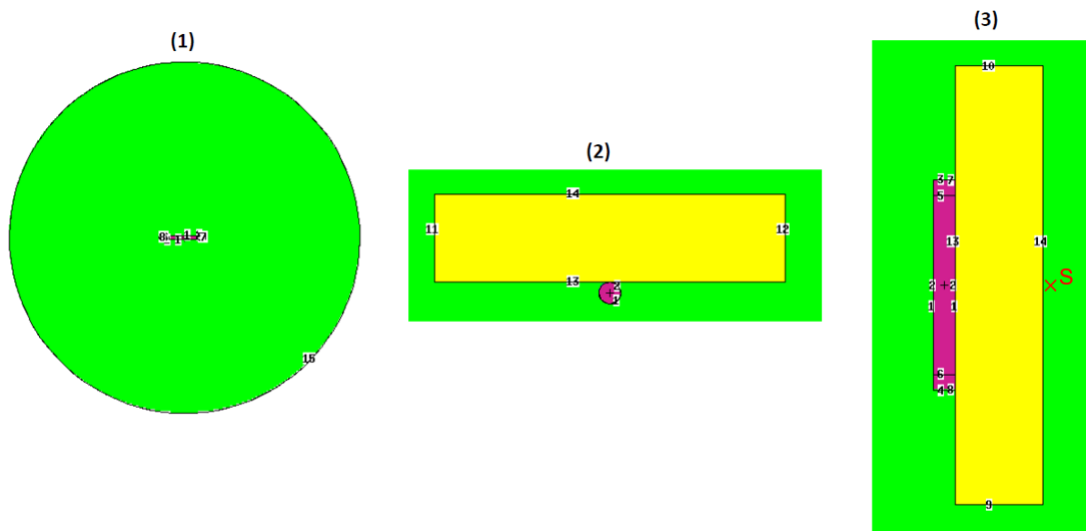


FIGURE 8.6 – Modélisation MCNP d’une expérience constituée d’une source ponctuelle de neutrons, d’un pavé de polyéthylène haute densité de  $50 \times 40 \times 10 \text{ cm}^3$  pour thermaliser les neutrons rapides issus de la source (en jaune), et un compteur proportionnel  $^3\text{He}$  d’une longueur active de 20.32 cm (en rose) avec deux zones mortes aux extrémités (en rose), le tout enrobé dans un cylindre d’acier inoxydable (en noir). Le dispositif expérimental est entouré d’air (en vert).

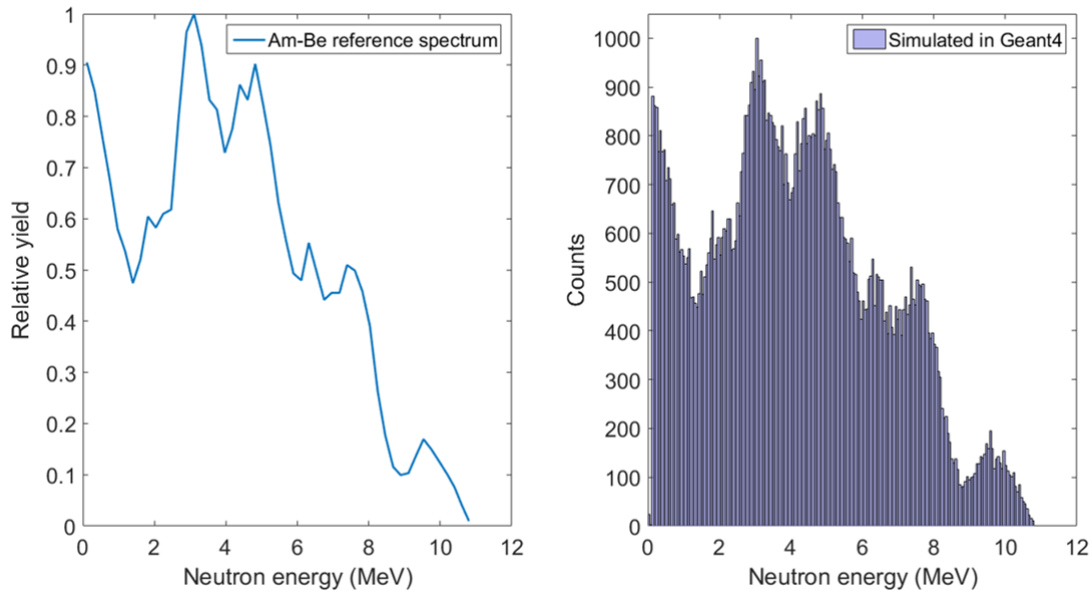


FIGURE 8.7 – Sur la gauche, spectre de référence d’une source de neutrons américium-241/béryllium [2]. Sur la droite, spectre en énergie de la source ponctuelle implémentée avec la commande G4GPS de Geant4 pour 100 000 neutrons générés.

obtenu avec Geant4 pour 100 000 neutrons générés est quant à lui présenté à droite de la figure 8.7.

Le spectre en énergie de la source Am-241-Be implémenté en MCNP est le même que celui de Geant4 grâce à une commande permettant de générer une source ponctuelle selon un histogramme en énergie spécifié par l’utilisateur. MCNP permet également d’ajouter une carte de traitement thermique (MT card) des neutrons dans le polyéthylène. Cette option offre un modèle plus réaliste pour la propagation de neutrons thermiques dans des matériaux modérateurs.

Les tables 8.4 et 8.5 permettent de comparer les résultats expérimentaux et numériques, pour  $10^6$  neutrons générés dans les simulations, respectivement pour MCNP (avec et sans MT card) et Geant4. Ces figures donnent le rapport entre le nombre de captures neutroniques et le nombre de neutrons générés par la source Am-241/Be. Pour la partie expérimentale, le nombre de neutrons émis par la source durant l’acquisition de données est calculé au moyen de l’activité de la source. Pour la partie simulation, il s’agit simplement du nombre de neutrons générés durant la simulation. Le bruit de fond a été soustrait des données expérimentales. Les écarts type ont été calculées selon une loi gaussienne, c’est-à-dire  $\sigma \sim 1.96 \times \sqrt{N}$ , où  $N$  est le nombre de neutrons mesurés. Les incertitudes expérimentales sont finalement une propagation d’erreurs associée aux incertitudes statistiques sur le bruit de fond, les mesures avec la source et l’activité de la source. On remarque premièrement qu’il y a un facteur 24 entre les taux de comptage neutronique associés à une source positionnée respectivement à 10 et 50 cm du compteur proportionnel, ce qui correspond bien à une diminution de l’angle solide avec le carré de la distance.

On constate ensuite qu’un traitement thermique dans le pavé de polyéthylène est nécessaire pour observer une convergence entre les résultats numériques obtenus avec MCNP et les résultats expérimentaux. Une telle carte n’a pas été implémentée dans le code Geant4 utilisé pour effectuer ces simulations, c’est pourquoi l’écart entre les résultats Geant4 et expérimentaux atteint presque un facteur 2. En revanche, si l’on compare les résultats MCNP sans MT card aux résultats Geant4, on constate que les deux codes convergent avec un écart inférieur à 0.3 %.

Distance	(1) Expérience	Simulations MCNP		(2)/(1)	(3)/(1)
		(2) Avec MT card	(3) Sans MT card		
10 cm	$1.94 (\pm 0.05) \times 10^{-3}$	$2.280 (\pm 0.094) \times 10^{-3}$	$3.331 (\pm 0.113) \times 10^{-3}$	1.17 ( $\pm 0.05$ )	1.72 ( $\pm 0.07$ )
50 cm	$8.21 (\pm 2.23) \times 10^{-5}$	$7.544 (\pm 1.702) \times 10^{-5}$	$1.243 (\pm 0.218) \times 10^{-4}$	0.92 ( $\pm 0.35$ )	1.51 ( $\pm 0.48$ )

TABLEAU 8.4 – Rapports entre le nombre de captures neutroniques et le nombre de neutrons générés par une source américium-241/béryllium obtenus expérimentalement et numériquement avec MCNP selon le dispositif expérimental présenté à la figure 8.6. La source est placée à 10 ou à 50 cm du compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Le nombre de neutrons mesurés expérimentalement par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  à Mol a été corrigé du bruit de fond et ensuite divisé par l'activité de la source et le temps d'acquisition.  $10^6$  neutrons ont été générés dans les simulations.

Distance	(1) Expérience	(2) Simulations Geant4	(2)/(1)
10 cm	$1.94 (\pm 0.05) \times 10^{-3}$	$3.686 (\pm 0.190) \times 10^{-3}$	1.9 ( $\pm 0.10$ )
50 cm	$8.21 (\pm 2.23) \times 10^{-5}$	$1.26 (\pm 0.220) \times 10^{-4}$	1.5 ( $\pm 0.48$ )

TABLEAU 8.5 – Rapports entre le nombre de captures neutroniques et le nombre de neutrons générés par une source américium-241/béryllium obtenus expérimentalement et numériquement avec Geant4 selon le dispositif expérimental présenté à la figure 8.5. La source est placée à 10 ou à 50 cm du compteur proportionnel  $^3\text{He}$ . Le nombre de neutrons mesurés expérimentalement pas le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  à Mol a été corrigé du bruit de fond et ensuite divisé par l'activité de la source et le temps d'acquisition.  $10^6$  neutrons ont été générés dans les simulations.

## 8.5 Détecteur MURMUR et efficacité de détection

La géométrie du détecteur MURMUR a été modélisée à la fois en Geant4 et en MCNP afin de s'assurer de la fiabilité des résultats obtenus.

### 8.5.1 Modèles numériques

La géométrie du détecteur MURMUR modélisée en Geant4 est présentée à la figure 8.8. La plupart des matériaux qui constituent le dispositif expérimental du détecteur MURMUR, comme l'air, le plomb, et le carbure de bore, sont modélisés grâce à la librairie NIST. Certains éléments, comme le gaz d' $^3\text{He}$  et l'acier inoxydable 304L qui constitue les parois du compteur proportionnel ont été créés directement dans le code, comme expliqué dans la section 8.4.1. Le compteur proportionnel est constitué d'un cylindre d' $^3\text{He}$  d'une longueur de 7.18 cm avec un diamètre de 2.438 cm, formant le volume actif du détecteur. Les deux zones mortes du détecteur remplies d' $^3\text{He}$  sont également modélisées sur les côtés de la zone active. Le tout est entouré d'un cylindre d'acier inoxydable 304L de 0.051 cm d'épaisseur et d'un diamètre de 2.54 cm. Le centre du système d'axe est situé au centre du bloc de plomb. Tous les matériaux du détecteur sont entourés d'air. La liste physique utilisée pour simuler le parcours des neutrons et leurs diverses interactions dans la matière est la QGSP\_BERT\_HP, recommandée pour la modélisation à haute précision des neutrons en dessous de 20 MeV.

La géométrie créée avec Geant4 présente des simplifications par rapport au dispositif expérimental de MURMUR. Dans un premier temps, la cavité d'air est disposée de manière symétrique par rapport au bloc de plomb, alors qu'elle est légèrement décalée en réalité (voir figure 6.1). Ensuite, la faible portion de  $\text{CO}_2$  présent dans les régions actives et mortes du compteur proportionnel n'a pas été prise en compte lors des simulations. Finalement, les détails exacts des différents constituants ne sont pas représentés, par exemple les briques de plomb qui constitue le régénérateur ou le trou qui permet aux câbles de passer.

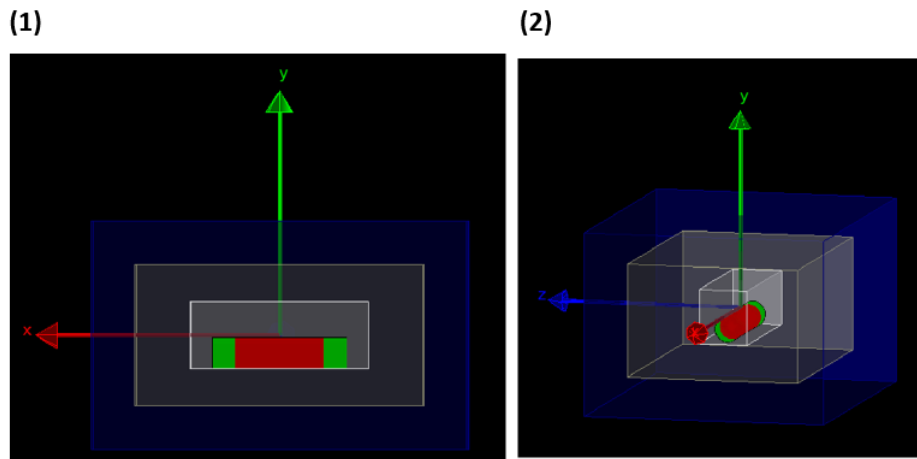


FIGURE 8.8 – Modélisation du détecteur MURMUR avec Geant4. La région active du compteur proportionnel (en rouge) est remplie de gaz  $^3\text{He}$  à 4 atm et possède une longueur de 7.18 cm pour un diamètre de 2.438 cm. Les deux zones mortes du détecteur (en vert) sont également remplies d' $^3\text{He}$ . Le gaz est intégré dans un cylindre d'acier inoxydable 304L (en noir), dont la composition est donnée au tableau 8.2, pour une longueur totale du détecteur de 11 cm et un diamètre de 2.54 cm. L'épaisseur d'acier inoxydable est de 0.051 cm. La cavité à l'intérieur du plomb permettant d'insérer le compteur proportionnel est représentée en blanc, la matrice de plomb en gris et le blindage en carbure de bore en bleu. La géométrie est centrée selon un système d'axes dont l'origine est localisée au centre de la cavité d'air. L'ensemble des matériaux du détecteur sont entourés d'air. L'air, le plomb et le carbure de bore sont modélisés au moyen de la librairie NIST. Le gaz  $^3\text{He}$  ainsi que l'acier inoxydable sont quant à eux créés directement dans la partie du code relative à la géométrie.

Ainsi, le plomb et le blindage en carbure de bore sont des volumes entiers de mêmes dimensions que ceux de MURMUR.

La géométrie du détecteur MURMUR en MCNP est montrée à la figure 8.9 et présente les mêmes caractéristiques que celle réalisée avec Geant4. Les mélanges comme l'air et l'acier inoxydable ont été créés en suivant les mêmes compositions que celles utilisées dans Geant4.

### 8.5.2 Direction de propagation des neutrons régénérés

Afin de simuler les neutrons régénérés dans la matrice de plomb, leurs directions après régénération doivent être connues. La longueur du bloc de plomb est orientée selon le rayon du cœur BR2. On peut alors considérer que les neutrons cachés arrivent selon une direction parallèle à la longueur de la matrice de plomb. Néanmoins, une fois le processus de régénération, c'est-à-dire de diffusion élastique avec les noyaux de plomb, a eu lieu, on s'attend à ce que la distribution des directions des neutrons régénérés soit isotrope dans l'espace. Cette hypothèse peut être testée à l'aide de Geant4. En effet, Geant4 permet d'extraire la direction de propagation des neutrons après leur première diffusion élastique dans un bloc de plomb à partir de la classe G4Stepping action. La figure 8.10 montre les résultats obtenus pour une direction initiale des neutrons parallèle à la longueur du bloc de plomb. La distribution des directions de la quantité de mouvement est bien isotrope après la première diffusion élastique, ce qui confirme bien l'hypothèse d'une direction de quantité de mouvement isotrope dans le cas d'une régénération de neutrons cachés dans le plomb.

### 8.5.3 Génération aléatoire des neutrons dans le plomb

Les neutrons cachés provenant du cœur peuvent être régénérés dans le plomb. Ce phénomène pouvant se produire n'importe où dans le plomb, les neutrons simulés dans Geant4 et MCNP doivent être

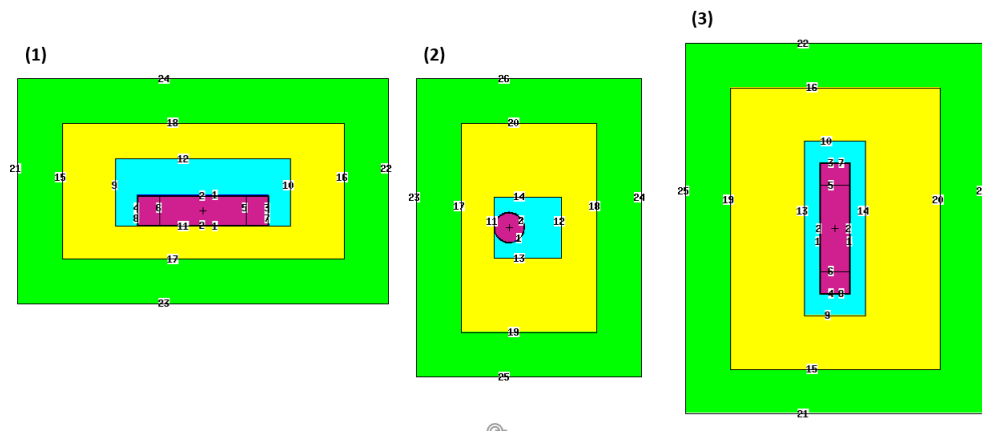


FIGURE 8.9 – Géométrie du détecteur MURMUR modélisée avec MCNP. De la gauche vers la droite : vue des plans XY, YZ et ZX. Les différentes cellules sont séparées par des lignes noires qui représentent les plans utilisés pour définir les cellules. Les zones actives et mortes du compteur proportionnel remplies de gaz  $^3\text{He}$  apparaissent en rose, la cavité d'air en bleu, le bloc de plomb en jaune et le blindage en carbure de bore en vert. La région extérieure au dispositif expérimental est faite de vide et les traces des différentes particules dans cette région sont désactivées. Le centre du système d'axes est localisé au centre de la région active du compteur proportionnel  $^3\text{He}$ .

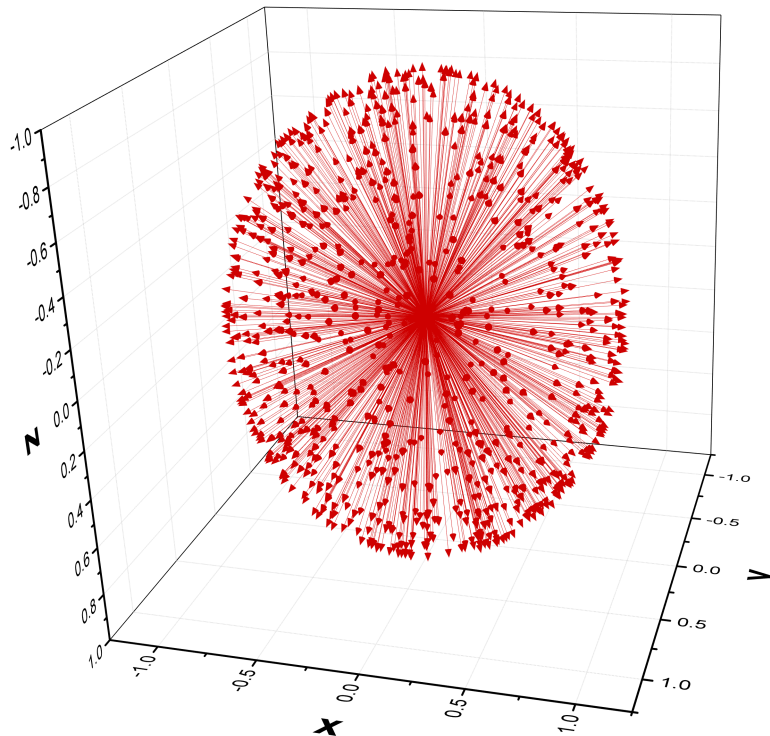


FIGURE 8.10 – Direction de propagation de neutrons après leur première diffusion élastique dans un bloc de plomb. 1000 neutrons ont été générés pour réaliser cette simulation Geant4, avec une direction de propagation parallèle à la longueur du cube de plomb. La distribution est bien isotrope.



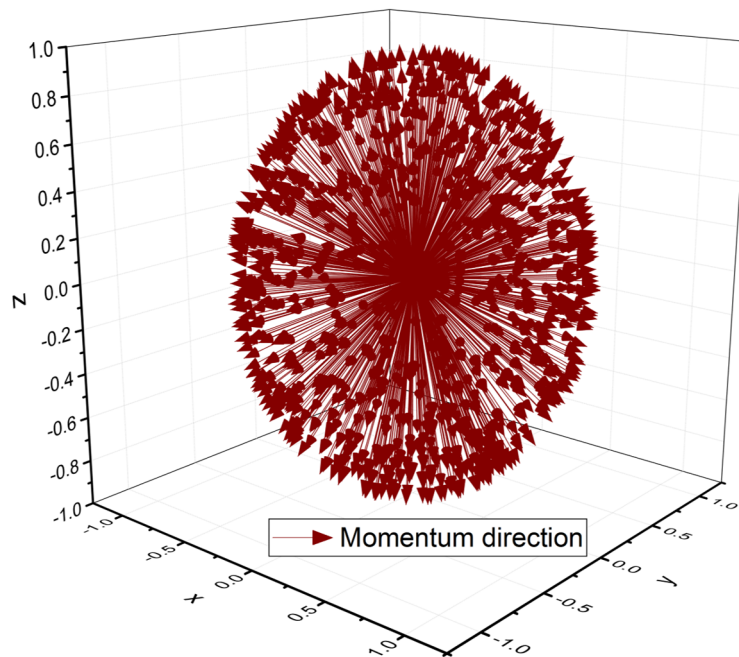


FIGURE 8.11 – Directions initiales des quantités de mouvement associées aux neutrons générés dans la matrice de plomb en Geant4.

générés aléatoirement dans la matrice de plomb. La distribution de leurs directions après régénération se doit également d'être isotrope, comme discuté à la section précédente. Cette section vise à vérifier l'implémentation correcte de cette génération aléatoire dans les deux programmes.

La position initiale des neutrons générés dans le plomb est choisie de manière aléatoire grâce à du code C++ écrit dans la classe `G4PrimaryGeneratorAction`. La figure 8.11 montre les directions initiales des quantités de mouvement des neutrons générés, qui sont bien uniformément distribuées. La figure 8.12 donne quant à elle les positions initiales des neutrons générés selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . On constate que les positions sont bien générées uniformément, avec moins de neutrons générés dans les directions associées à la cavité.

Contrairement à Geant4 qui nécessite d'intégrer du code C++, MCNP possède une commande qui permet de générer des particules de façon aléatoire dans la cellule souhaitée.

#### 8.5.4 Efficacité de détection en fonction de l'énergie des neutrons

L'efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR en fonction de l'énergie des neutrons a été estimée en simulant le parcours de  $10^6$  neutrons d'énergies fixées entre  $0.025 \text{ eV}$  et  $100 \text{ eV}$  dans la matrice de plomb, avec des positions et des directions choisies aléatoirement (voir sections 8.5.3 et 8.5.2). Cette gamme d'énergie a été choisie afin d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'efficacité de détection du détecteur MURMUR pour des énergies de neutron dont la probabilité de détection par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  varie de 80% à 3.3 %. Le calcul numérique de l'efficacité de détection sera affiné dans le chapitre suivant, en fonction des énergies caractéristiques des neutrons produits dans le cœur du BR2, fournies par l'équipe de simulation du SCK-CEN. L'efficacité de détection en neutron régénéré est définie par l'équation 8.1. La détection des neutrons régénérés par le compteur proportionnel dépend de la section efficace de capture de l'isotope  $^3\text{He}$ , qui décroît linéairement avec la vitesse des

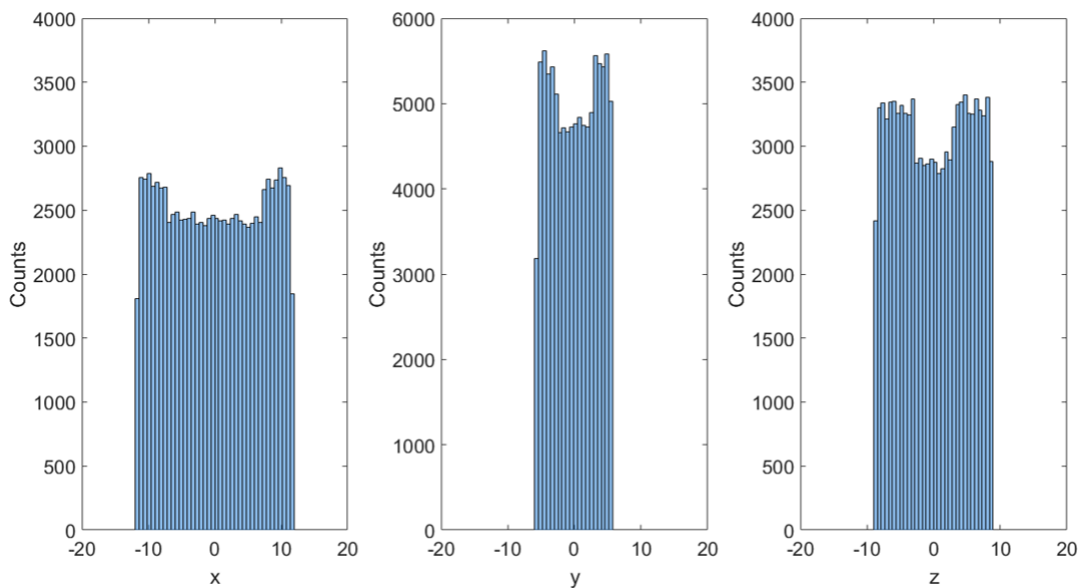


FIGURE 8.12 – Positions initiales selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  des neutrons générés dans la matrice de plomb en Geant4.

neutrons. Le tableau 8.6 donne l'efficacité de détection en neutrons cachés calculée numériquement avec Geant4 et MCNP en fonction de l'énergie des neutrons régénérés, ainsi que l'erreur relative entre les deux codes.

Les données numériques de la table 8.6 peuvent être ajustées grâce à la fonction suivante :

$$F(E) = \frac{A}{E} + \frac{A}{\sqrt{E}} + C, \quad (8.3)$$

où  $E$  est l'énergie des neutrons et  $A$ ,  $B$ ,  $C$  sont les paramètres à ajuster. Cette équation tient compte de la décroissance de la section efficace de capture neutronique de  ${}^3\text{He}$  avec la racine carrée de l'énergie du neutron. Cependant, l'ajout d'un terme inversement proportionnel à l'énergie permet d'atteindre un meilleur accord entre la courbe ajustée et les résultats numériques. Les figures 8.13 et 8.14 montre le résultat de cet ajustement respectivement pour Geant4 et MCNP.

### 8.5.5 Caractérisation de l'erreur systématique

Il y a deux sources d'erreurs systématiques qui doivent être prises en compte dans le calcul numérique de l'efficacité de détection en neutrons régénérés. Premièrement, la position du trou a été modélisée symétriquement par rapport à la matrice de plomb, ce qui n'est pas le cas dans le dispositif expérimental de MURMUR. Ensuite, il est nécessaire de prendre en compte l'incertitude de 1 à 2 mm sur les longueurs des côtés du bloc de plomb et de la cavité d'air, qui ne sont pas parfaitement régulières. La configuration non symétrique a été modélisée avec MCNP, comme montré à la figure 8.15. Le tableau 8.7 compare les résultats numériques obtenus dans les configurations respectivement symétrique et non symétrique. On constate que l'erreur relative entre les deux configurations n'excède pas 3% dans la gamme d'énergie des neutrons thermiques (de 0.025 eV à 0.5 eV).

Pour terminer, les tableaux 8.8 et 8.9 comparent les précédents résultats obtenus avec MCNP avec les résultats de configurations dont les longueurs ont été étendues ou réduites de 2 mm. L'écart entre les différentes configurations n'excède pas 5 %.

Énergie (eV)	Efficacité de détection $\xi$ (%)		Erreur relative (%)
	Geant4	MCNP	
0.025	2.55 ± 0.10	2.40 ± 0.10	5.9
0.050	2.24 ± 0.10	2.10 ± 0.10	6.2
0.075	2.02 ± 0.10	1.90 ± 0.10	5.9
0.1	1.87 ± 0.10	1.76 ± 0.10	5.9
0.25	1.39 ± 0.10	1.31 ± 0.10	5.7
0.50	1.07 ± 0.10	1.01 ± 0.10	5.6
0.75	0.91 ± 0.10	0.86 ± 0.10	5.5
1	0.80 ± 0.10	0.76 ± 0.10	5.0
5	0.40 ± 0.10	0.38 ± 0.10	5.0
10	0.29 ± 0.10	0.27 ± 0.10	6.9
25	0.19 ± 0.10	0.18 ± 0.10	5.3
50	0.14 ± 0.10	0.13 ± 0.10	7.1
75	0.11 ± 0.10	0.10 ± 0.10	9.1
100	0.10 ± 0.10	0.09 ± 0.10	10.0

TABLEAU 8.6 – Efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR calculée numériquement avec Geant4 et MCNP en fonction de l'énergie des neutrons régénérés.  $10^6$  neutrons ont été générés aléatoirement dans la matrice de plomb pour chaque énergie étudiée. L'erreur relative entre les deux codes apparait dans la dernière colonne.

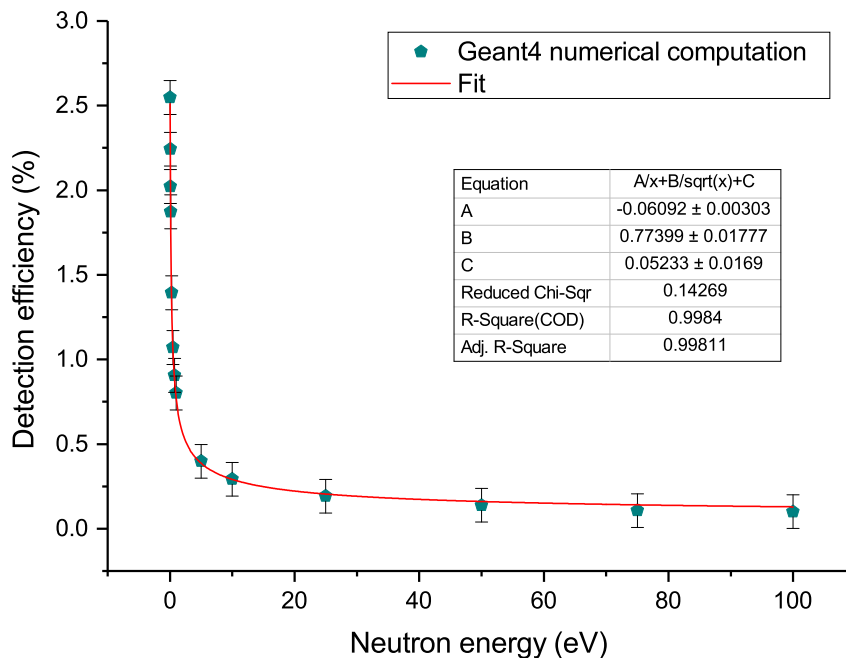


FIGURE 8.13 – Calcul numérique Geant4 de l'efficacité de détection en neutrons régénérés en fonction de l'énergie des neutrons régénérés (points bleus). La courbe rouge obtenue à partir de l'équation 8.3 correspond aux résultats numériques avec un degré de confiance de 99%.

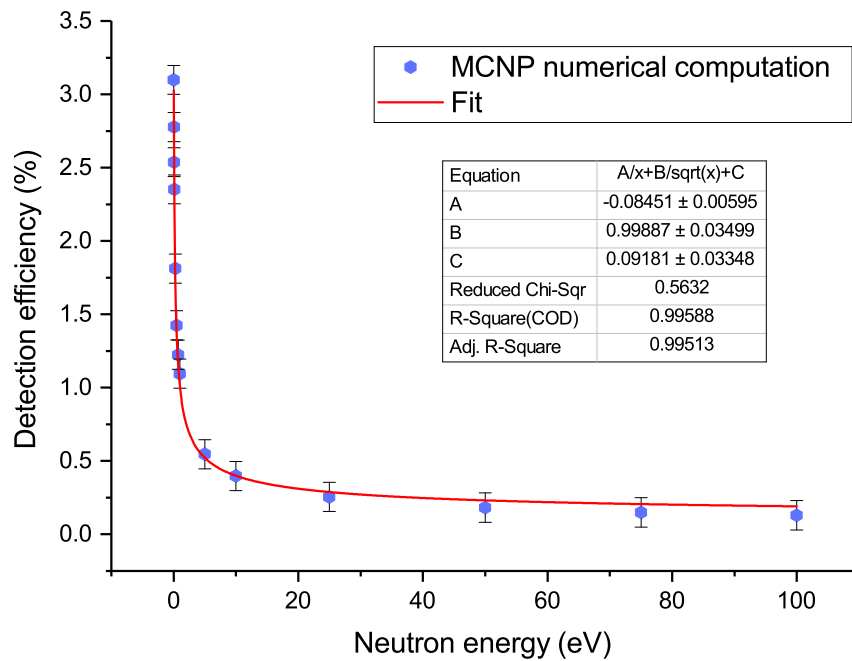


FIGURE 8.14 – Calcul numérique MCNP de l’efficacité de détection en neutrons régénérés en fonction de l’énergie des neutrons régénérés (points bleus). La courbe rouge obtenue à partir de l’équation 8.3 correspond aux résultats numériques avec un degré de confiance de 99%.

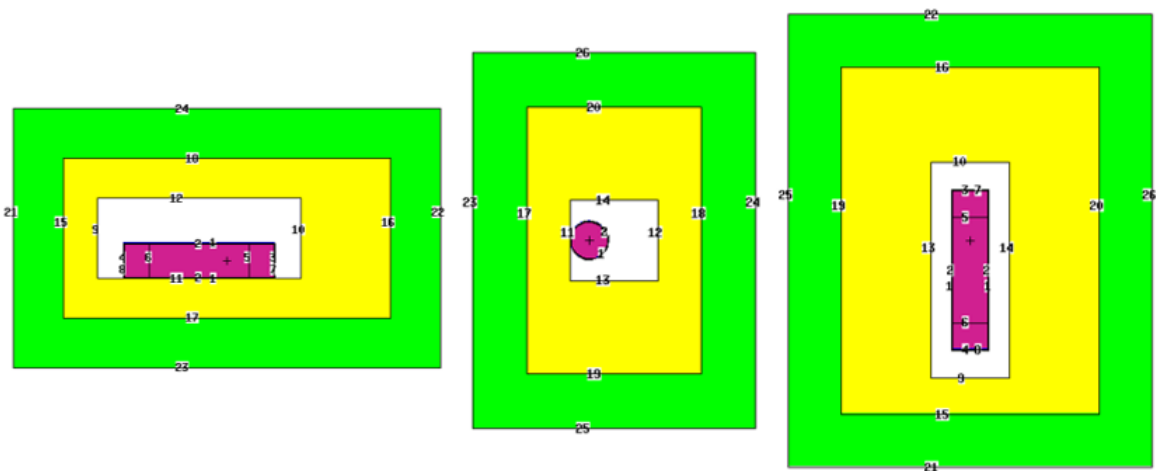


FIGURE 8.15 – Modélisation de la configuration exacte du détecteur MURMUR avec MCNP. De gauche à droite : vues des plans XY, YZ et ZX. Les différentes cellules sont séparées par des lignes noires qui correspondent aux différents plans utilisés pour définir les cellules. Les zones actives et mortes du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  apparaissent en rose, la cavité d’air en blanche, le bloc de plomb en jaune et le carbure de bore en vert.

Énergie (eV)	Efficacité de détection $\xi$ (%)		Erreur relative (%)
	Symétrique	Non symétrique	
0.025	$2.40 \pm 0.10$	$2.35 \pm 0.10$	2.1
0.050	$2.10 \pm 0.10$	$2.05 \pm 0.10$	2.4
0.075	$1.90 \pm 0.10$	$1.86 \pm 0.10$	2.1
0.1	$1.76 \pm 0.10$	$1.72 \pm 0.10$	2.3
0.25	$1.31 \pm 0.10$	$1.28 \pm 0.10$	2.3
0.50	$1.01 \pm 0.10$	$0.99 \pm 0.10$	2.0
0.75	$0.86 \pm 0.10$	$0.84 \pm 0.10$	2.3
1	$0.76 \pm 0.10$	$0.75 \pm 0.10$	1.3
5	$0.38 \pm 0.10$	$0.37 \pm 0.10$	2.6
10	$0.27 \pm 0.10$	$0.27 \pm 0.10$	0
25	$0.18 \pm 0.10$	$0.17 \pm 0.10$	5.6
50	$0.13 \pm 0.10$	$0.12 \pm 0.10$	7.7
75	$0.10 \pm 0.10$	$0.10 \pm 0.10$	0.0
100	$0.09 \pm 0.10$	$0.09 \pm 0.10$	0.0

TABLEAU 8.7 – Efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR (configuration non symétrique) calculée numériquement avec MCNP en fonction de l'énergie des neutrons régénérés.  $10^6$  neutrons ont été générés aléatoirement dans la matrice de plomb pour chaque énergie étudiée. L'erreur relative entre les configurations symétrique et non symétrique est présentée dans la dernière colonne. L'écart entre les deux configurations n'excède pas 3% pour des neutrons thermiques.

Énergie (eV)	Efficacité de détection $\xi$ (%)		Erreur relative (%)
	Dimensions usuelles	+2 mm	
0.01	$2.59 \pm 0.10$	$2.58 \pm 0.10$	0.4
0.1	$1.72 \pm 0.10$	$1.71 \pm 0.10$	0.6
0.25	$1.28 \pm 0.10$	$1.28 \pm 0.10$	0.0
0.5	$0.99 \pm 0.10$	$0.98 \pm 0.10$	1.0

TABLEAU 8.8 – Calculs numériques MCNP de l'efficacité de détection en neutrons régénérés avec les dimensions usuelles du plomb et de la cavité et augmentées de 2 mm. L'écart entre les deux configurations n'excède pas 1 %.

Énergie (eV)	Efficacité de détection $\xi$ (%)		Erreur relative (%)
	Dimensions usuelles	-2 mm	
0.01	$2.59 \pm 0.10$	$2.69 \pm 0.10$	3.7
0.1	$1.72 \pm 0.10$	$1.79 \pm 0.10$	3.9
0.25	$1.28 \pm 0.10$	$1.34 \pm 0.10$	4.5
0.5	$0.99 \pm 0.10$	$1.03 \pm 0.10$	3.9

TABLEAU 8.9 – Calculs numériques MCNP de l'efficacité de détection en neutrons régénérés avec les dimensions usuelles du plomb et de la cavité et diminuées de 2 mm. L'écart entre les deux configurations n'excède pas 5 %.

On peut en conclure qu'une erreur systématique sur les dimensions du dispositif expérimental résulterait en une erreur minime (jouant sur le second chiffre après la virgule) sur l'efficacité de détection  $\xi$  du détecteur MURMUR.

## Références

- [1] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C 81 (2021) 17*. [107](#)
- [2] Iso report 8529-1, table 3. <https://dpnc.unige.ch/rapin/AmBe/Neutron-ISO-8529-1.pdf>, March 2000. [114](#), [116](#)



## Chapitre 9

# Analyse en termes de transitions neutron - neutron caché

### Sommaire

---

9.1 Flux de neutrons thermiques généré par le BR2 durant le Cycle 02/2019A . . . . .	128
9.2 Spectre d'énergie des neutrons générés par le BR2 . . . . .	130
9.3 Mesures associées au détecteur MURMUR . . . . .	131
9.4 Calcul de la contrainte sur la probabilité de bascule $p$ . . . . .	132
9.5 Discussion . . . . .	133
Références . . . . .	134

---

L'expérience MURMUR étant décrite et son bruit de fond caractérisé, une nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron peut être dérivée. Pour cela, plusieurs campagnes de mesures ont été menées : deux d'entre elles pendant une phase d'arrêt du réacteur nucléaire BR2 et l'une durant le Cycle02/2019A en avril 2019. Le présent chapitre vise à décrire la méthode utilisée pour dériver la contrainte sur la probabilité de bascule  $p$  à partir des résultats de ces mesures. La nouvelle contrainte est finalement présentée et discutée au regard du flux de neutrons cachés induit par le BR2. Ce chapitre fait l'objet d'un article publié dans la revue européenne EPJC - European Physical Journal C [1].



## 9.1 Flux de neutrons thermiques généré par le BR2 durant le Cycle 02/2019A

La figure 9.1 présente la configuration du plan médian du réacteur nucléaire BR2 durant le Cycle 02/2019A qui s’est déroulé en avril 2019. Le modérateur, c.-à-d. la matrice de béryllium, et les barres de contrôle apparaissent respectivement en jaune et en rouge. Il y a 9 barres de contrôle dont 8 sont en hafnium et la dernière en cadmium (S9). Le flux de neutrons thermiques (flux intégré pour des énergies de neutrons comprises entre 0.01 et 0.5 eV) a été calculé numériquement au centre de chaque hexagone qui forme le plan médian du cœur BR2 par Silva Kalcheva et son équipe, à l’aide d’un modèle MCNP développé par leurs soins et décrit à la section 6.3.1. Les résultats de ces calculs numériques sont résumés à la figure 9.2. Cette carte de flux a été dessinée à l’aide du logiciel TeraPlot qui permet de réaliser des interpolations du flux sur la surface entière du plan médian.

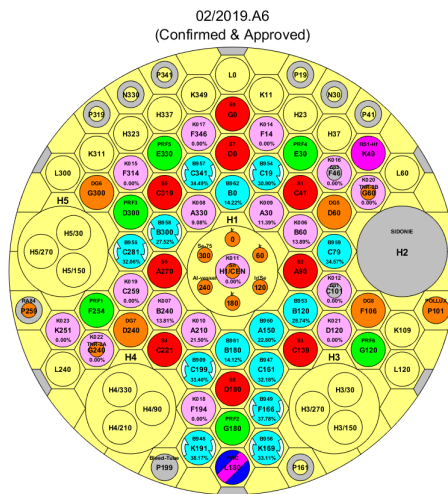


FIGURE 9.1 – Configuration du plan médian du réacteur nucléaire BR2 à Mol en Belgique pour le Cycle02/2019A qui s’est déroulé en avril 2019. Le modérateur, une matrice de béryllium, apparaît en jaune. Les barres de contrôle, faites d’hafnium et de cadmium, sont représentées en rouge. Les autres éléments du coeur peuvent être soit du combustible (en orange), soit des expériences insérées dans le réacteur nucléaire.

Le flux de neutrons thermiques doit être connu sur l’ensemble du volume du BR2. La variation du flux de neutrons thermiques avec la coordonnée Z, perpendiculaire au plan YX de la figure 9.2, est présentée à la figure 9.3.

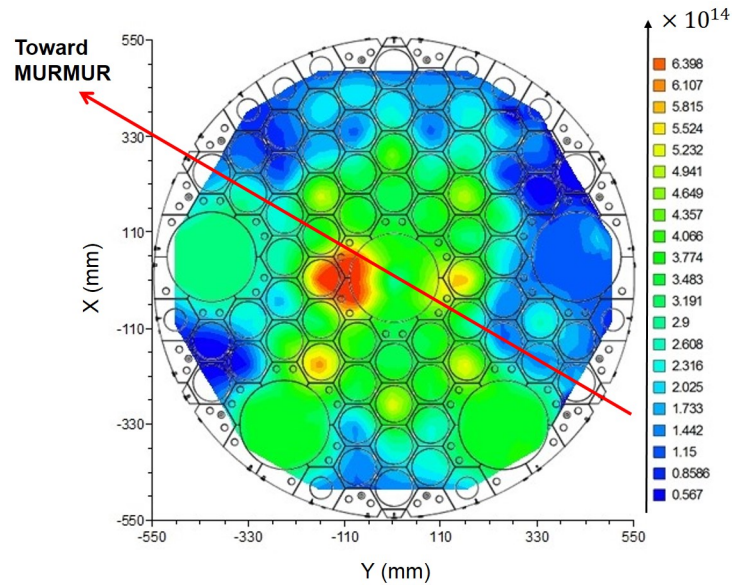


FIGURE 9.2 – Carte du flux de neutrons thermiques dans le plan médian du cœur nucléaire BR2 durant le Cycle02/2019A d’avril 2019. Le flux de neutrons thermiques correspond à un flux intégré sur une gamme d’énergies comprises entre 0.01 et 0.5 eV. Les flux ont été calculés numériquement au centre de chaque hexagone qui constitue le plan médian du cœur à l’aide d’un modèle MCNP développé par Silva Kalcheva et son équipe. La direction de l’expérience MURMUR est montrée par une flèche rouge. Le plan médian du BR2 est représenté au moyen d’un système d’axes YX, où l’origine est localisée au centre du cœur. La coordonnée Z est perpendiculaire au plan YX.

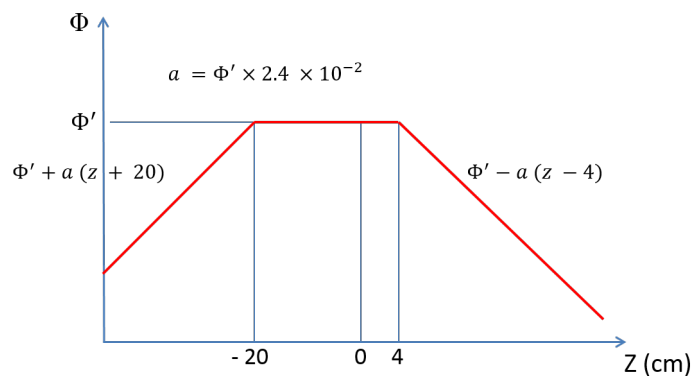


FIGURE 9.3 – Variation du flux de neutrons thermiques généré par le BR2 avec la coordonnée Z, perpendiculaire au plan médian YX ( $Z = 0$ ), où  $\Phi'$  est le flux de neutrons thermiques calculé numériquement au centre de chaque hexagone du plan médian.

## 9.2 Spectre d'énergie des neutrons générés par le BR2

La figure 9.4 montre le spectre d'énergie des neutrons générés par le BR2 [2]. Les neutrons thermiques sont définis comme des neutrons possédant une énergie inférieure à 0.5 eV.

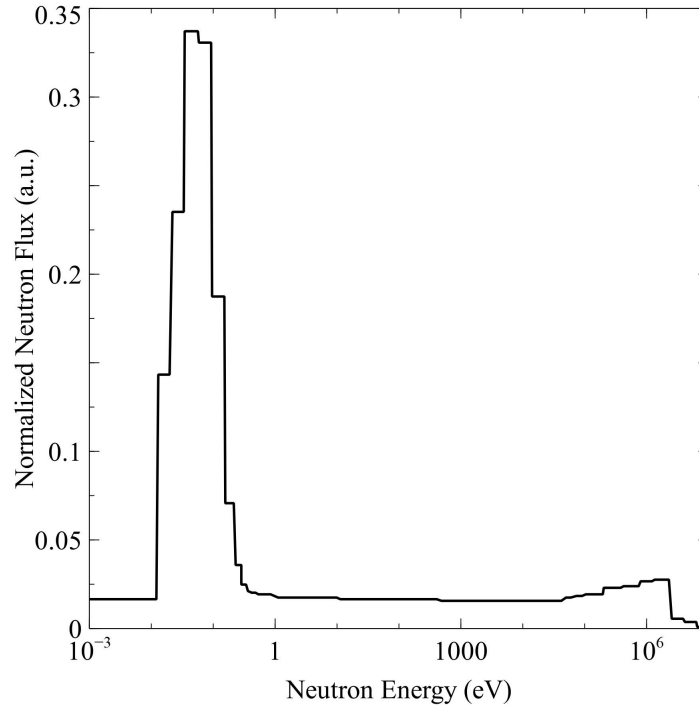


FIGURE 9.4 – Spectre en énergie des neutrons produits par le réacteur nucléaire BR2 [2].

Les différentes sections efficaces intervenant dans le calcul de la probabilité de bascule  $p$ , ainsi que l'efficacité de détection en neutrons régénérés  $\xi$ , varient avec l'énergie associée aux neutrons, et doivent donc être pondérées par le spectre 9.4. Des valeurs moyennes ont donc été calculées à l'aide des neuf divisions d'énergies thermiques du spectre 9.4. Dans le but d'assurer la justesse de la probabilité de bascule  $p$ , c'est toujours la section efficace la plus faible, c'est-à-dire celle associée à l'énergie la plus haute de chaque division en énergie, qui a été choisie pour effectuer la moyenne.

Le tableau 9.1 donne les valeurs de l'efficacité de détection en neutrons régénérés dans le régénérateur en plomb en fonction de l'énergie thermique des neutrons, calculées avec MCNP (voir chapitre 8). Afin d'être conservatif avec le tableau 8.4, les valeurs présentées ont été corrigées d'une incertitude de 17 %.

Les valeurs de la section efficace du béryllium et de l'efficacité de détection  $\xi$  convoluées par le spectre d'énergie thermique des neutrons sont respectivement de 6.2 b et de 1.64 %. Les sections efficaces utilisées pour réaliser la moyenne proviennent de la librairie END/F VII. La section efficace de diffusion élastique du plomb (11.1 b) ne varie pas avec l'énergie thermique des neutrons et n'est donc pas convoluée au spectre en énergie.

Energy (eV)	$\xi$ (%)
0.01	2.4
0.02	2.2
0.03	2.1
0.06	1.8
0.10	1.5
0.15	1.3
0.25	1.1
0.30	1.0
0.50	0.8

TABLEAU 9.1 – Calculs numériques effectués avec MCNP de l’efficacité de détection en neutrons régénérés  $\xi$  dans le régénérateur en plomb (dans le cas de la configuration non symétrique présentée au chapitre précédent) pour des énergies de neutrons thermiques allant de 0.01 à 0.5 eV, corrigée de l’écart de 17 % évalué au tableau 8.4.

### 9.3 Mesures associées au détecteur MURMUR

Le tableau 9.2 expose les résultats des campagnes de mesures du détecteur MURMUR utilisées pour dériver la nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule  $p$ . 760 heures d’acquisition ont été considérées pendant le Cycle 02/2019A du réacteur nucléaire BR2 en avril 2019. Deux périodes d’arrêt du BR2 ont été considérées pour effectuer la soustraction du bruit de fond, respectivement avant et après le Cycle 02/2019A, c’est-à-dire 831 heures d’arrêt en décembre 2018/janvier 2019, et 998 heures en mai/juin 2019. Les pressions atmosphériques moyennes durant ces mesures ont également été relevées et sont proches les unes des autres. Les taux de comptage neutronique dans le compteur  $^3\text{He}$  durant les deux périodes d’arrêt du BR2 sont statistiquement compatibles, ce qui permet d’utiliser la moyenne des mesures prises durant ces deux périodes d’arrêt pour réaliser la soustraction du bruit de fond. Il en résulte une contrainte  $\Gamma_{Det}$  sur le flux de neutrons cachés régénéré dans le régénérateur en plomb et détecté par le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  :

$$\Gamma_{Det} < 3.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ à } 95\% \text{ CL}, \quad (9.1)$$

où les intervalles de confiance ont été calculés selon la méthode décrite dans la référence [3]. Cette contrainte est meilleure que celle présentée dans la référence [4] d’un facteur 4. Cette amélioration de  $\Gamma_{Det}$ , comparé à la première expérience de neutrons passe-murailles menée en 2015 à l’ILL [5, 4], s’explique par une meilleure atténuation du bruit de fond (PSD, soustraction du bruit de fond) et une meilleure statistique due à un temps d’acquisition plus long.

TABLEAU 9.2 – Taux de comptage neutronique dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  du détecteur MURMUR et taux de comptage des muons/neutrons rapides dans le scintillateur durant les périodes d'arrêt du réacteur nucléaire BR2 en décembre 2018/janvier 2019 (OFF 1), durant le Cycle 02/2019A en avril 2019 (ON) et durant la période d'arrêt de mai/juin 2019 (OFF 2). Les incertitudes sont calculées à 90% CL. avec une statistique de Poisson pour les mesures de neutrons et gaussienne pour les événements dans le scintillateur. Ces mesures sont utilisées pour dériver une nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron  $p$ . La dernière ligne donne les pressions atmosphériques moyennes durant les périodes de mesures grâce aux rapports fournis par la station météorologique de Rétie.

	OFF 1	ON	OFF 2
$^3\text{He}+\text{Pb}+\text{B4C}+\text{veto}$ ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )	$3.09^{+0.17}_{-0.16}$	$3.10^{+0.18}_{-0.17}$	$2.88^{+0.15}_{-0.15}$
Veto seul ( $\text{s}^{-1}$ )	$29.88 \pm 0.02$	$31.09 \pm 0.02$	$29.38 \pm 0.02$
Pression atm moyenne (hPa)	1020.6	1016.0	1016.4

## 9.4 Calcul de la contrainte sur la probabilité de bascule $p$

À partir des équations (5.2) et (5.4), le taux de neutrons régénérés dans le plomb est une fonction de  $p$  :

$$\Gamma_R(E) = p^2 \times d_{Pb}(E), \quad (9.2)$$

où on a posé

$$d_{Pb}(E) = \frac{\Sigma_{s,Pb} V_{Pb}}{16\pi} \int \frac{\Sigma_s(\mathbf{r}') \Phi_v(\mathbf{r}', E)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d^3 r' \quad (9.3)$$

qui est calculé numériquement à partir du flux de neutrons visibles  $\Phi_v$  induit par le réacteur nucléaire BR2. Le taux de neutrons régénérés dans le plomb  $\Gamma_R(E)$ , calculé numériquement à partir des équations (9.2) et (9.3), mène à la valeur de  $d_{Pb}$  suivante :

$$d_{Pb} = 7.6 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}. \quad (9.4)$$

Le flux de neutrons visibles est présenté à la figure 9.2. Le flux de neutrons cachés peut être calculé en intégrant numériquement l'équation (5.2) à l'aide d'un programme Matlab. Comme décrit à la section 6.3.1, le cœur BR2 a une géométrie complexe. Pour modéliser le cœur dans le code, les prismes hexagonaux qui constituent les volumes élémentaires  $dV$  du cœur ont été considérés comme réguliers. Le flux en neutrons thermiques est considéré comme constant sur tout le volume d'un hexagone. Les prismes sont également modélisés comme étant droits, l'inclinaison pouvant être négligée ( $< 10^\circ$ ). L'intégration est réalisée sur les zones du cœur formées de modérateur, c'est-à-dire sur la matrice de béryllium. Les barres de contrôle, régions où le flux est le plus intense, sont remplacées par du béryllium afin d'être conservatif (les barres de contrôle, faites d'hafnium et de cadmium possédant des sections efficaces de diffusion très importantes, sont en effet plus ou moins enfoncées dans le cœur au cours d'un cycle). Les autres parties du cœur qui ne sont associées ni au modérateur, ni aux barres de contrôle sont modélisées par de l'aluminium, qui est caractérisé par une section efficace de diffusion des neutrons pertinente, c'est-à-dire relativement faible. Les éléments de volume  $dV$  sont calculés avec les surfaces réelles des hexagones qui forment le cœur du BR2 dans le référentiel de la figure 9.2. La piscine d'eau qui entoure le cœur peut également agir comme convertisseur de neutrons visibles en neutrons cachés. Cependant, le flux de neutrons thermiques dans cette région est moins intense que dans le modérateur en béryllium d'au moins deux ordres de grandeur. Sa contribution peut donc être négligée.

La longueur du bloc de plomb (24 cm) n'est pas suffisante pour entrainer une variation significative du flux de neutrons cachés. Le flux a donc été calculé au centre du bloc et considéré comme constant dans tout le régénérateur.

La régénération des neutrons cachés directement dans le compteur proportionnel  ${}^3\text{He}$  est également prise en compte. Dans ce cas, la régénération équivaut à une détection ( $\xi = 1$ ). Le calcul numérique s'effectue de la même façon que pour l'équation 9.3, à ceci près que la section efficace macroscopique et le volume du plomb sont remplacés par ceux de l' ${}^3\text{He}$ , respectivement  $0.53 \text{ cm}^{-1}$  et  $33.5 \text{ cm}^3$ , ce qui conduit à :

$$d_{\text{He}} = 8.6 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}. \quad (9.5)$$

La contrainte sur  $p$  s'exprime finalement par la relation suivante :

$$p < \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{Det}}}{\xi(E) \times d_{\text{Pb}}(E) + d_{\text{He}}}}. \quad (9.6)$$

Les équations (9.1), (9.4), (9.5) et (9.6) mènent finalement à la contrainte suivante sur la probabilité de bascule d'un neutron :

$$p < 4.0 \times 10^{-10} \text{ à } 95\% \text{ CL}. \quad (9.7)$$

## 9.5 Discussion

La contrainte 9.7 est comparable, même légèrement meilleure, que celle obtenue en 2016 ( $p < 4.6 \times 10^{-10}$ ) [4] avec la première expérience menée à l'ILL [5]. Il doit cependant être souligné que l'efficacité du BR2 à produire des neutrons cachés est bien plus faible que celle espérée, et plus faible que celle de l'ILL. En effet, le paramètre  $d_{\text{He}}$  de l'expérience menée à l'ILL était de  $6.4 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ , c'est-à-dire 7.4 fois plus important que celui obtenu près du BR2 (voir équation 9.5). Ceci est principalement lié au volume plus important de matériau convertisseur - c'est-à-dire de modérateur - du réacteur de l'ILL. Sommairement, le BR2 devrait produire un flux de neutrons cachés plus faible qu'à l'ILL d'un facteur 7.4. De plus, considérant la présente valeur de  $\Gamma_{\text{Det}}$  (voir équation 9.1) meilleure d'un facteur 4 comparée à la première expérience [4], la nouvelle contrainte devrait être moins bonne. Néanmoins, l'addition d'un régénérateur fait de plomb permet d'augmenter le flux de neutrons régénérés détecté par le compteur proportionnel  ${}^3\text{He}$  d'un facteur égal à  $(V_{\text{Pb}} \Sigma_{\text{Pb}} \xi + V_{\text{He}} \Sigma_{\text{He}}) / (V_{\text{He}} \Sigma_{\text{He}}) = 2.5$  par rapport à la première expérience de l'ILL en 2016 [4].

Pour conclure, alors que le BR2 présente une capacité plus faible à produire des neutrons cachés, MURMUR offre une contrainte similaire à celle obtenue à l'ILL [4] grâce à un taux de comptage plus compétitif et à un régénérateur fait de plomb. Ce résultat est donc prometteur pour les futures expériences de neutron passe-murailles ayant recours à des matériaux régénérants tel que le plomb.

## Références

- [1] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [127](#)
- [2] N. Chrysanthopoulou, P. Savva, M. Varvayanni and N. Catsaros. Compilation of existing neutron screen technology. *Science and Technology of Nuclear Installations* (2014) 395795. [130](#)
- [3] K. Krishnamoorthy and M. Lee. New approximate confidence intervals for the difference between two poisson means and comparison. *J. Stat. Computat. Simulat.* 83 (2013) 2232-2243. [131](#)

- [4] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [131](#), [133](#)
- [5] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075013. [131](#), [133](#)

## Chapitre 10

# Perspectives d'améliorations

### Sommaire

---

<b>10.1 Amélioration du détecteur MURMUR</b> . . . . .	<b>136</b>
10.1.1 Extension du blindage passif . . . . .	136
10.1.2 Extension du blindage actif . . . . .	136
10.1.3 Discussion . . . . .	138
<b>10.2 Étude d'une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles</b> . . . . .	<b>139</b>
10.2.1 Base du dispositif expérimental . . . . .	139
10.2.2 Gain sur la probabilité de bascule . . . . .	139
10.2.3 Discussions . . . . .	140
<b>Références</b> . . . . .	<b>142</b>

---

L'expérience MURMUR a permis de mettre au jour une nouvelle contrainte sur la probabilité de bascule d'un neutron dans une brane cachée [1], qui confirme la contrainte précédente obtenue en 2016 à l'ILL [2]. Pour aller plus loin, on peut se demander comment améliorer davantage cette contrainte. Déplacer le détecteur MURMUR pour le disposer près d'une source de neutrons cachés plus intense que le BR2 est bien entendu une réponse appropriée à ce questionnement. Ce chapitre vise à explorer d'autres pistes pour atteindre cet objectif. Dans un premier temps, différentes améliorations ont été apportées au dispositif expérimental initial du détecteur MURMUR. Tout d'abord, un nouveau blindage passif fait de cadmium a été ajouté autour du carbure de bore. Ensuite, le blindage actif a été étendu, de manière à recouvrir également les côtés du dispositif expérimental. La description de ces améliorations ainsi que l'étude de leurs conséquences en termes de bruit de fond font l'objet du présent chapitre. Dans un second temps, un dispositif expérimental plus ambitieux, caractérisé par un volume de régénérateur en plomb plus important, est étudié afin d'extrapoler le gain sur la constante de couplage qui pourrait en résulter.



## 10.1 Amélioration du détecteur MURMUR

### 10.1.1 Extension du blindage passif

Un blindage passif additionnel de 2 mm d'épaisseur de cadmium a été conçu par Bernard Coupé et son équipe au SCK-CEN. Une photographie est présentée à la figure 10.1.



FIGURE 10.1 – Photographies du blindage passif additionnel fait de 2 mm de cadmium.

Le tableau 10.1 résume les taux de comptage neutronique mesurés avec le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  en présence du nouveau blindage en cadmium pour une période d'arrêt du réacteur nucléaire BR2 et pour le Cycle 02/2020A qui s'est déroulé en mars 2020. On constate en moyenne que l'ajout du cadmium semble réduire le taux de comptage du détecteur  $^3\text{He}$ . Cependant, les intervalles de confiance n'étant pas disjoints, on peut en conclure que l'utilisation de 2 mm d'épaisseur de cadmium comme blindage passif additionnel ne permet pas d'améliorer les résultats précédemment obtenus. Il est également à noter qu'on n'observe aucune différence statistique entre les taux de comptage pour le réacteur en fonctionnement et pour le réacteur éteint.

### 10.1.2 Extension du blindage actif

Comme discuté au chapitre 7, le veto actif a très peu d'efficacité en présence de la paraffine sur le site du BR2 à Mol. Afin de caractériser davantage le bruit en muons, il est pertinent d'étendre le blindage actif en ajoutant des scintillateurs plastiques sur les côtés du dispositif. Une photographie du dispositif amélioré est montrée à la figure 10.2.

Le tableau 10.2 présente les résultats obtenus avec le nouveau dispositif, comparé aux résultats précédents avec cadmium. On constate que l'addition de quatre scintillateurs sur les côtés du dispositif en plus du cadmium ne permet pas d'améliorer le taux de comptage neutronique dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  par rapport aux mesures avec cadmium.

Il alors tout à fait légitime de se demander si le veto a bien un effet sur le nombre de neutrons mesuré.

TABLEAU 10.1 – Taux de comptage du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  sans et avec un blindage passif additionnel fait de 2 mm de cadmium disposé autour du carbure de bore, durant une phase d'arrêt (OFF) et le Cycle 02/2020A de mars 2020 (ON) du réacteur nucléaire BR2. Les incertitudes sont calculées à 68% de degré de confiance.

	Taux de comptage dans le détecteur $^3\text{He}$ ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )	
	OFF	ON
Sans cadmium	$3.3 \pm 0.3$	$3.3 \pm 0.2$
Avec cadmium	$2.8 \pm 0.3$	$2.8 \pm 0.3$

TABLEAU 10.2 – Taux de comptage du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  avec l'extension du blindage actif sur les côtés du blindage en cadmium, durant une phase d'arrêt (OFF) et le Cycle 01/2021A de janvier 2021 (ON) du réacteur nucléaire BR2. Le veto est constitué de cinq scintillateurs plastiques plans disposés tout autour du blindage en cadmium (un scintillateur sur le dessus et quatre sur les côtés). Les incertitudes sont calculées à 68% de degré de confiance.

	Taux de comptage dans le détecteur $^3\text{He}$ ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )	
	OFF	ON
Dispositif original avec cadmium	$2.8 \pm 0.3$	$2.8 \pm 0.3$
Extension du veto actif	$2.8 \pm 0.1$	$2.6 \pm 0.1$



FIGURE 10.2 – Photographie du blindage actif, constitué de 4 scintillateurs plastiques sur les côtés, et d'un scintillateur sur le dessus.

Pour s'en assurer, des mesures ont également été réalisées avec le veto désactivé durant une phase d'arrêt du réacteur. Ces dernières sont présentées dans le tableau 10.3 et comparées aux mesures avec veto. On peut en conclure que le veto ne permet pas de filtrer de manière significative des neutrons induits par la spallation de muons cosmiques dans le plomb, bien que les intervalles de confiance soient presque disjointes. Cela peut s'expliquer par un bruit de fond neutronique 13 fois plus important à l'emplacement de MURMUR près du BR2 qu'à Namur. Les neutrons rapides induits dans le plomb par les muons cosmiques constituent donc probablement un bruit trop ténu par rapport au bruit de fond ambiant.

TABLEAU 10.3 – Taux de comptage du compteur proportionnel  $^3\text{He}$  avec et sans veto durant une phase d'arrêt (OFF) du réacteur nucléaire BR2. Le veto est constitué de 5 scintillateurs plastiques plans disposés tout autour du blindage en cadmium (un scintillateur sur le dessus et quatre sur les côtés). Les incertitudes sont calculées à 68% de degré de confiance.

	Taux de comptage dans le détecteur $^3\text{He}$ ( $\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ )
Veto activé	$2.8 \pm 0.1$
Veto désactivé	$3.3 \pm 0.4$

### 10.1.3 Discussion

Aucune des modifications apportées - que ce soit l'ajout d'un blindage passif supplémentaire en cadmium ou encore l'extension du blindage actif - n'a permis d'améliorer significativement le taux de comptage de MURMUR près du réacteur nucléaire BR2 à Mol en Belgique.

Une dernière modification du dispositif expérimental de MURMUR qui aurait pu être testée est l'ajout d'un modérateur en polyéthylène ou en paraffine, afin de réduire l'énergie des neutrons épithermiques et rapides, de manière à assurer une meilleure absorption de ces derniers dans le cadmium et le carbure de bore. Cette amélioration éventuelle a été en partie testée lors de l'addition du mur de paraffine entre MURMUR et le BR2. Bien que ce blindage supplémentaire ait permis de se défaire d'un bruit en neutrons visibles issus du réacteur nucléaire lorsque celui-ci était en activité, il a également eu pour effet d'augmenter le bruit de fond lors des périodes d'arrêt du BR2. Il se pourrait donc que l'ajout d'un tel modérateur favorise au contraire une augmentation du bruit de fond, comme nous l'avons constaté lors de l'ajout de la paraffine. On pourrait alors se demander à ce stade si les limites en termes de taux de comptage neutronique de MURMUR n'ont pas déjà été atteintes.

## 10.2 Étude d'une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles

### 10.2.1 Base du dispositif expérimental

Pour clôturer la partie expérimentale de ce manuscrit, supposons qu'il soit possible de réaliser une expérience de neutrons passe-murailles plus ambitieuse que MURMUR. Le dispositif expérimental étudié brièvement dans cette section est donc très général et aucun de ses paramètres n'est figé. Il s'agit d'un cube de plomb de côté  $c$ , de volume  $V$  et de masse  $M$ . Sur la surface du cube sont disposés des détecteurs de neutrons thermiques de type indéterminé. Ces derniers permettent de détecter les neutrons régénérés dans le plomb avec une efficacité  $\xi$ . On note le taux de comptage total dans l'ensemble des détecteurs  $\Gamma$ . L'objectif des points suivants est d'évaluer ce que l'on pourrait gagner sur la probabilité de bascule  $p$  d'un neutron en fonction de ces différents paramètres.

### 10.2.2 Gain sur la probabilité de bascule

Comme vu au chapitre 9, la contrainte sur la probabilité de bascule  $p$ , sans prendre en compte la régénération des neutrons cachés directement dans le ou les détecteur(s) de neutrons, est donnée par :

$$p^2 < \frac{\Gamma_{Det}}{\xi(E) \times d_{pb}(E)}, \quad (10.1)$$

avec  $\xi$  l'efficacité de détection en neutrons régénérés,  $\Gamma_{Det}$  le taux de comptage dans les détecteurs de neutrons et

$$d_{pb}(E) = \frac{\Sigma_{s,Pb} V_{Pb}}{16\pi} \int \frac{\Sigma_s(\mathbf{r}') \Phi_v(\mathbf{r}', E)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d^3 r'. \quad (10.2)$$

On constate que pour réduire la contrainte 10.1, on peut jouer sur trois paramètres différents. On peut réduire le taux de comptage  $\Gamma_{Det}$ , augmenter  $d_{pb}$ , qui est directement relié à la production de neutrons cachés et donc à la source, et enfin on peut augmenter l'efficacité  $\xi$  de détection en neutrons régénérés. Dans des conditions expérimentales identiques, c'est-à-dire en considérant le même réacteur nucléaire et le même emplacement, le gain sur le carré de la contrainte, noté  $G^2$ , atteint avec le nouveau dispositif expérimental peut s'exprimer comme le rapport entre les expressions des contraintes associées respectivement au nouveau dispositif et à MURMUR, où les caractéristiques de MURMUR possèdent un indice 1 afin de ne pas les confondre avec ceux du nouveau dispositif étudié :

$$G^2 \sim \frac{\Gamma}{\xi \times V} \times \frac{\xi_1 \times V_1}{\Gamma_1}. \quad (10.3)$$

Notons à ce stade que  $G^2 < 1$ , puisque l'objectif est évidemment de diminuer la contrainte sur la probabilité  $p$  de bascule d'un neutron. Alors que  $\xi_1 = 0.0164$  comme montré au chapitre 8,  $\xi$  doit être évaluée

numériquement de la même manière en fonction du type de détecteurs de neutrons choisis et de la géométrie du dispositif. En posant  $F = \frac{\Gamma}{\Gamma_1}$ , le rapport du carré des contraintes s'exprime comme :

$$G^2 \sim \frac{V_1}{V} \times \frac{\xi_1}{\xi} \times F, \quad (10.4)$$

Pour information, le tableau 10.4 donne le volume, la longueur des côtés et la surface totale du cube en fonction de la masse totale de plomb pour fixer les idées.

TABLEAU 10.4 – Masse M (en T), volume V (en cm<sup>3</sup>), longueur c des côtés (en cm) et surface totale S du cube de plomb (en cm<sup>2</sup>).

M (T)	V (cm <sup>3</sup> )	c (cm)	S (cm <sup>2</sup> )
1	74 906.37	42.2	11 881
10	749 063.67	91	49 686
15	1 123 595.5	104	64 896
50	3 745 318.4	156	146 016
100	7 490 636.7	196	230 496

### 10.2.3 Discussions

À partir de l'expression du gain (10.4), nous pouvons étudier le facteur qu'il serait possible de gagner sur  $p$  en fonction de la masse de plomb utilisée comme régénérateur de neutrons cachés, de l'efficacité de détection de ces neutrons cachés et du taux de comptage dans les détecteurs de neutrons. Les résultats obtenus sont présentés dans les figures 10.3 et 10.4, respectivement pour  $F = 1$  et  $F = 10$ . La valeur de  $\Gamma$  intervenant dans l'expression 10.3 correspond au taux de comptage neutronique après soustraction du bruit de fond. On peut alors supposer que, même si un plus grand nombre de détecteurs sont utilisés afin d'augmenter l'efficacité de détection  $\xi$  en neutrons régénérés, le taux de comptage après soustraction pourrait être semblable à celui obtenu avec MURMUR. C'est pourquoi deux cas sont étudiés ici :  $F = 1$  et  $F = 10$ . Dans ce dernier cas on suppose que le taux de comptage de la nouvelle expérience est plus élevé d'un facteur 10 suite à un bruit de fond plus important. Ceci est concevable dans la mesure où l'ajout de plus de plomb entraîne nécessairement une augmentation du bruit en neutrons cosmogéniques dans le plomb.

Les figures 10.3 et 10.4 soulignent tout d'abord que le gain sur  $p$  atteint un plateau à partir d'une certaine masse de plomb. L'ajout de davantage de plomb ne permet alors pas d'améliorer la contrainte. On peut donc raisonnablement conclure qu'une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles ne devrait pas dépasser 400 kg de poids total en plomb. Néanmoins, le gain sur  $p$  espéré avec une expérience plus volumineuse dépend fortement de l'efficacité  $\xi$  de détection en neutrons régénérés. Une efficacité de détection du même ordre de grandeur que celle de MURMUR permettrait seulement de gagner un peu plus d'un facteur 2 sur  $p$ . Un facteur 10 n'est atteignable que pour  $\xi = 0.5$ . Il faudrait dès lors qu'au moins la moitié des neutrons régénérés dans le plomb soient détectés, c'est-à-dire que les détecteurs recouvrent une grosse partie du cube de plomb. Alors que l'ajout de plomb est en lui-même relativement peu onéreux, l'achat de détecteurs de neutrons peut rapidement entraîner une augmentation significative des coûts. Le taux de comptage après soustraction du bruit de fond a également un rôle important à jouer sur

le gain espéré. Un taux de comptage moins concurrentiel que MURMUR - par exemple un taux de comptage plus haut d'un facteur 10 comme illustré à la figure 10.4 - conduit à une contrainte moins bonne que celle obtenue avec MURMUR pour des efficacités de détection inférieures à 10 %.

Il est très important de noter que les graphiques et conclusions présentées dans cette section sont valables pour une source équivalente au BR2. Le gain sur  $p$  a en effet de très bonne chance d'être amélioré davantage en exploitant une source de neutrons cachés plus intense, comme le réacteur nucléaire à haut flux de l'Institut Laue-Langevin à Grenoble, qui a une efficacité de production de neutrons cachés 7.4 plus importante que le BR2, ce qui correspond à un gain sur  $p \sim \sqrt{7.4} = 2.7$ .

À partir des graphiques 10.3 et 10.4, il devrait être possible de penser la géométrie d'un nouveau dispositif, tout en ayant une idée de l'ordre de grandeur qui pourrait être gagné sur la probabilité de bascule  $p$ . Élaborer un nouveau dispositif nécessite d'optimiser l'efficacité de détection à l'aide de simulations Monte-Carlo en fonction du budget associé au matériel nécessaire pour réaliser une telle expérience.

On peut en conclure que le détecteur MURMUR, bien qu'ayant la taille d'un démonstrateur, remplit très bien son rôle et n'est pas très éloigné du potentiel maximum que peut atteindre une expérience de neutrons passe-murailles complètement optimisée. Il ne demeure en effet qu'un facteur 10 entre les deux. Les expériences de neutrons passe-murailles telles que MURMUR ont encore de l'avenir devant elles, bien qu'elles ne possèdent pas un potentiel illimité. En effet, il est difficilement envisageable de gagner plus de deux ordres de grandeur sur la probabilité de bascule  $p$  avec de futures expériences de neutrons passe-murailles utilisant un régénérateur de neutrons cachés fait de plomb.

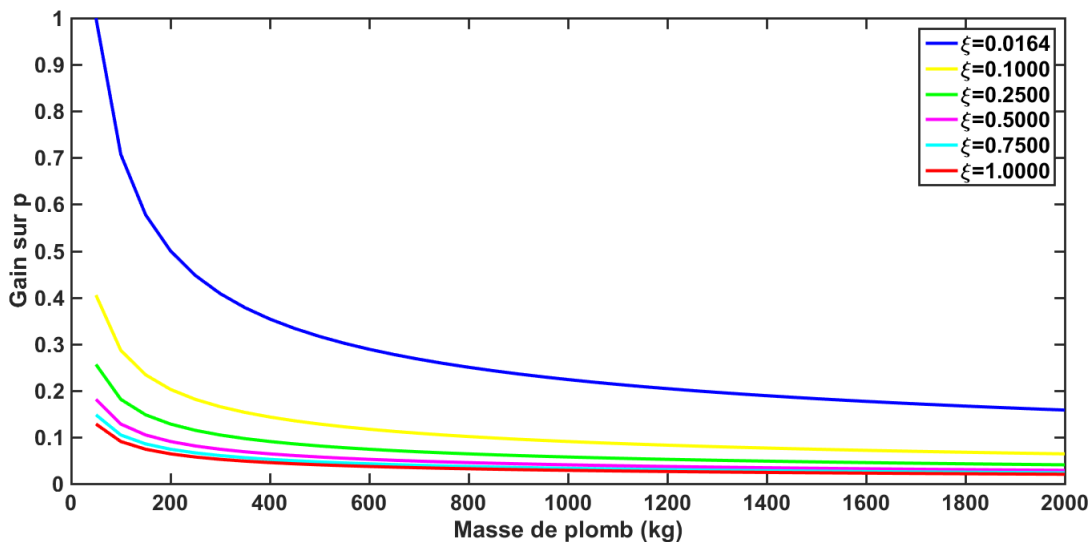


FIGURE 10.3 – Gain sur  $p$  calculé grâce à l'expression 10.4 en fonction de la masse totale de plomb pour  $F = \frac{F}{F_1} = 1$  et pour plusieurs efficacités de détections en neutrons cachés  $\xi$ .

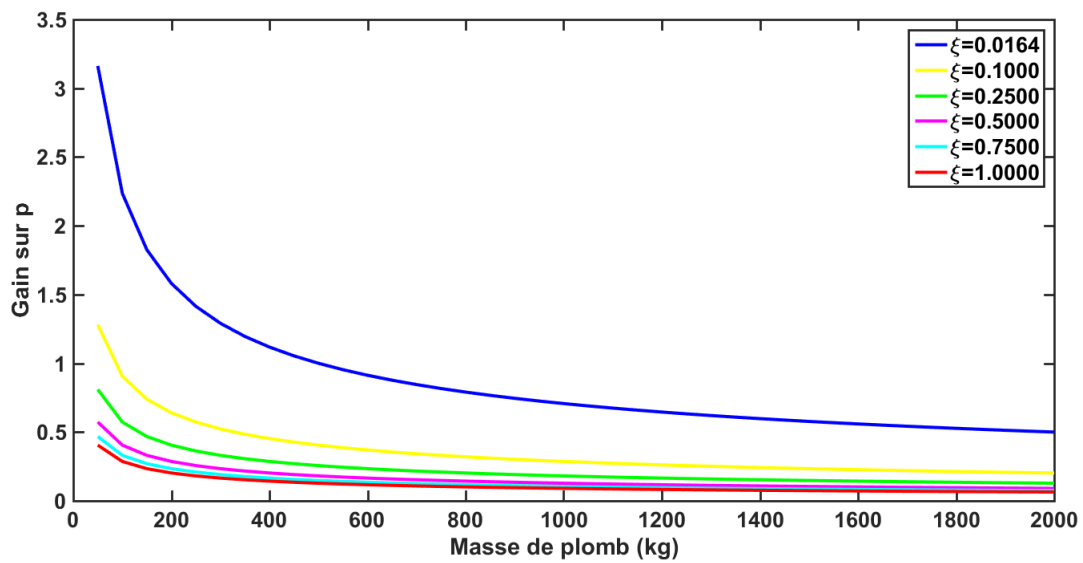


FIGURE 10.4 – Gain sur  $p$  calculé grâce à l'expression 10.4 en fonction de la masse totale de plomb pour  $F = \frac{\Gamma}{\Gamma_1} = 10$  et pour plusieurs efficacités de détections en neutrons cachés  $\xi$ .

## Références

- [1] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. 135
- [2] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. 135

## **Troisième partie**

# **Étude phénoménologique du neutron dans un univers à deux 3-branes**





# Chapitre 11

## Limite à basse énergie $M_4 \times Z_2$ dans des bulks à (4+1) dimensions

### Sommaire

---

<b>11.1 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk doté d'une métrique de Chung-Freeze</b>	<b>147</b>
11.1.1 Action effective d'un quark sur une brane	148
11.1.2 Action effective d'un quark dans le bulk	148
11.1.3 Action de couplage entre les champs branaire et du bulk	149
11.1.4 Modèle de validité du modèle	149
11.1.5 Limite $M_4 \times Z_2$ du système à deux 3-branes	150
11.1.6 Phénoménologie et constante de couplage neutron - neutron caché	152
11.1.7 Résultats et discussions	153
<b>11.2 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk <math>M_4 \times S_1/Z_2</math></b>	<b>154</b>
11.2.1 Expression du propagateur du champ du bulk	155
11.2.2 Résultats et discussions	156
<b>Références</b>	<b>159</b>

---

Nous avons vu qu'une brane dans le bulk peut être décrite par un mur de domaine d'épaisseur  $\xi$  et que plusieurs branes peuvent coexister dans le bulk [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21]. On peut alors considérer un univers à deux 3-branes, portant chacune une copie du modèle standard des particules dans un bulk  $M_4 \otimes R_1$ . À basse énergie, il est possible de modéliser cet univers à deux branes par un bi-feuillet non commutatif  $M_4 \otimes Z_2$  [15]. Les deux feuillets sont sans épaisseur et séparés d'une distance effective  $\delta = \frac{1}{g}$ , où  $g$  est la constante de couplage entre les deux branes. En première approximation (ordre zéro), les deux branes ne «se voient» pas. Elles sont invisibles l'une par rapport à l'autre. Cependant, en seconde approximation (ordre un), les champs de fermions relatifs aux deux branes se superposent et donnent lieu à des phénomènes d'oscillations de particules d'une brane à l'autre. La probabilité de bascule d'un neutron dans une brane cachée est proportionnelle à  $g^2$  [15]. L'équivalence entre l'univers  $M_4 \otimes R_1$  et le bi-feuillet non commutatif  $M_4 \otimes Z_2$  ne dépend pas des propriétés des branes ni de celles du bulk. La constante de couplage  $g$  s'avère donc être une boîte noire qui ne dépend qu'implicitement des propriétés de bulk, de la distance interbranaire  $d$  et de l'épaisseur  $\xi$  des branes.

Comme présenté dans la section 4.1,  $g$  peut s'exprimer explicitement en fonction des paramètres des branes et du bulk comme  $g \approx \frac{1}{\xi} \exp(-d/\xi)$  dans le cas d'états discrets bien particuliers, appelés états de Kaluza-Klein. L'échelle d'énergie des branes pourrait bien être aussi élevée que l'échelle de Planck, ce qui rend leur détection impossible avec des accélérateurs de particules comme le Large Hadron Collider (LHC) du CERN en Suisse. Néanmoins, l'expression de la constante de couplage  $g$  dépend du rapport  $d/\xi$

et peut donc atteindre des valeurs accessibles expérimentalement. Il en est de même pour la probabilité de bascule de neutrons dans d'autres univers. Les expériences de bascule de neutrons à basse énergie, telles que MURMUR décrite aux chapitres 5 et 6, sont donc remarquablement bien adaptées à l'exploration des univers branaires. Comme présenté au chapitre 3, il existe de nombreux modèles branaires à tester. Pour les étudier, il est nécessaire de construire un modèle phénoménologique offrant une expression de  $g$  plus réaliste, mais contenant l'ensemble de la physique que l'on souhaite sonder, et donc plus facilement transposable à l'échelle expérimentale. Ce modèle permet de calculer phénoménologiquement la constante de couplage  $g$  pour le neutron, tout en tenant compte de l'échelle d'énergie des branes, de leur distance l'une par rapport à l'autre, de la métrique et des propriétés du bulk.

Dans ce chapitre, le modèle phénoménologique permettant de calculer les expressions de la constante de couplage  $g$  pour le neutron est construit pour un bulk à (4+1) dimensions. La constante de couplage  $g$  est calculée en fonction de la distance interbrane, de l'échelle d'énergie des branes et de la métrique du bulk dans le cadre des modèles branaires de Chung-Freese (voir section 3.2) et d'Hořava-Witten (voir section 3.1). Les résultats obtenus sont finalement comparés avec la contrainte expérimentale obtenue dans le contexte de l'expérience MURMUR.

Le travail présenté dans ce chapitre fait l'objet de deux publications dans la revue "International Journal of Modern Physics A (IJMPA)" [22, 23].

## 11.1 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk doté d'une métrique de Chung-Freeze

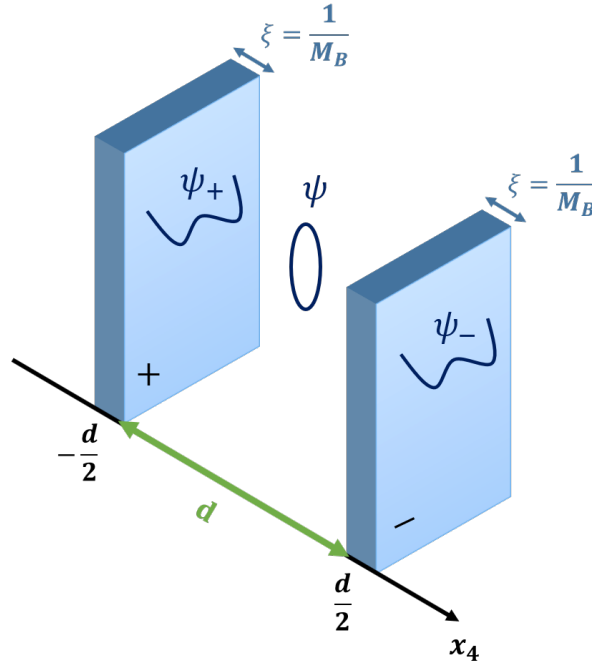


FIGURE 11.1 – Schéma du problème étudié. L'approche est inspirée de la théorie des cordes et permet de traiter le problème d'un point de vue phénoménologique en introduisant les champs  $\psi_{\pm}$  associés aux quarks sur les branes et le champ  $\psi$  associé aux quarks dans le bulk. Alors que les 3-branes correspondent aux points d'attache des cordes ouvertes, elles peuvent être considérées comme dotées d'une épaisseur lorsqu'elles sont habillées de cordes. L'épaisseur des branes est introduite comme l'inverse de l'échelle d'énergie  $M_B$  associée aux branes (en unité naturelle). La distance interbrane  $d$  dans le bulk  $M_4 \times R_1$  est plus grande que  $M_B^{-1}$ .

Dans cette première section, la limite à basse énergie  $M_4 \times Z_2$  d'un univers à deux 3-branes est dérivée dans un bulk à (4+1) dimensions doté d'une métrique de Chung-Freeze (voir section 3.2). Pour rappel, une telle métrique est caractérisée par un facteur de distorsion  $a$ . Notons  $a_{\pm}$  les facteurs de distorsion respectivement associés aux branes + et -. L'objectif est d'estimer la constante de couplage neutron - neutron caché  $g$  pour un neutron - c'est-à-dire pour un triplet de quarks  $udd$  - dans un tel univers. Afin d'établir un modèle phénoménologique, nous allons étudier le couplage entre les champs de quarks de chaque brane. On considère un modèle phénoménologique simple, inspiré de la théorie des cordes, présenté à la figure 11.1. Les trois familles de quarks (représentées par des cordes ouvertes dont les extrémités sont attachées à une des branes) sont introduites sur chaque brane *via* des champs effectifs ainsi que des champs de fermions associés au bulk (comme des cordes fermées libres de se propager dans tout le bulk). Le problème complet est décrit par l'action  $S = S_{bulk} + S_{brane(+)} + S_{brane(-)} + S_{coupling}$ , où  $S_{bulk}$  est l'action associée aux fermions dans le bulk,  $S_{brane(\pm)}$  celles associées aux branes + et - et  $S_{coupling}$  l'action de couplage qui décrit l'interaction des champs de fermions localisés sur les branes avec les champs de fermions du bulk sur l'épaisseur de la brane. Ces quatre termes sont décrits dans la suite de ce chapitre. La constante de couplage  $g$  s'obtient finalement en considérant l'action  $S_{M_4 \times Z_2} = S_+ + S_- + S_{coupling}$ . Son expression revêt alors la forme de l'ensemble des facteurs qui multiplient les termes en  $i\bar{\psi}_{\pm}\gamma^5\psi_{\mp}$  [15]. Les calculs développés dans cette section, ainsi que les résultats obtenus peuvent être trouvés dans la référence [22].

### 11.1.1 Action effective d'un quark sur une brane

En premier lieu, on considère que chaque brane est dotée d'une copie du Modèle Standard de la physique des particules. Le champ associé à un quark est alors supposé résulter d'une corde ouverte fixée sur la brane. Un quark acquiert sa masse en interagissant avec le champ de Higgs, uniquement sur la brane. Le neutron acquiert quant à lui sa masse principalement par l'action de l'interaction forte au sein du triplet de quarks *udd*. En conséquence, afin de tenir compte de toutes les propriétés du neutron, il faudrait introduire le champ de Higgs et le champ de jauge SU(3) sur la brane. Cependant, le calcul des masses et des moments magnétiques des hadrons nécessite de longs et fastidieux calculs de la dynamique quark-gluon en chromodynamique quantique sur réseau [24]. Une telle approche est bien loin de l'objectif de cette thèse de doctorat, qui vise une approche phénoménologique du neutron. Par conséquent, le modèle utilisé pour identifier les propriétés principales du neutron est le modèle des quarks constituants ("Constituent Quark Model (CQM)" [11, 25, 7, 20]).

Dans les hadrons, chaque courant de quark (ou quark nu) est "habillé" par une mer de gluons et de quarks virtuels qui l'entoure. Les quarks habillés sont appelés des quarks constituants. La masse effective d'un quark constituant peut être déterminée grâce à des données expérimentales, et diffère de la masse des quarks nus. Pour comprendre les valeurs des masses effectives des quarks habillés, des calculs en chromodynamique quantique sont nécessaires. Cependant, d'un point de vue phénoménologique, le modèle des quarks constituants fonctionne très bien pour calculer les masses et les moments magnétiques des quarks habillés qui forment les hadrons. Le moment magnétique  $\mu_q$  d'un quark constituant se dérive à partir de sa masse effective  $m$  et de sa charge  $q$  puisque  $\mu_q = q\hbar/2m$ . Les moments magnétiques effectifs peuvent ensuite être simplement combinés pour retrouver le moment magnétique d'un hadron. La masse d'un hadron peut également être retrouvée grâce à une simple somme des masses effectives de chaque quark constituant, corrigée d'un terme supplémentaire tenant compte des interactions entre les spins du triplet de quarks [11, 25, 7, 20]. Dans la section 11.1.6, la constante de couplage  $g$  du neutron est naturellement dérivée de la constante de couplage associé aux quarks habillés qui le constituent [11, 25, 7, 20]. Dans la suite de ce chapitre, chaque quark sur une brane sera donc doté d'une masse phénoménologique effective  $m$ , qui contient implicitement les effets du champ de Higgs et les interactions quarks - quarks et quarks - gluons sur la brane. L'action associée à un quark sur chaque brane localisée en  $z = \pm d/2$  s'écrit donc comme :

$$S_{brane(\pm)} = \int d^4x \sqrt{|g_{\pm}^{(4)}|} \bar{\Psi}_{\pm} \left( i\Gamma_{\pm}^{\mu} \left( \partial_{\mu} + C_{\mu}^{\pm} + iqA_{\mu}^{\pm} \right) - m \right) \Psi_{\pm}, \quad (11.1)$$

où  $\Psi_{\pm}(x)$  (respectivement  $g_{\pm}^{(4)}$ ) sont les spineurs usuels à 4 dimensions des champs de quark (respectivement le tenseur métrique) sur chaque brane.  $C_{\mu}^{\pm}$  et  $\Gamma_{\pm}^{\mu}$  sont respectivement les connexions de spin, qui permettent d'écrire la dérivée covariante d'un spineur telle que  $\mathcal{D} = \partial_A + C_A$ , et les matrices de Dirac sur les branes déduites des équations (11.3) à (11.5) introduites dans la section suivante.  $A_{\mu}^{\pm}$  sont les potentiels vecteurs électromagnétiques sur chaque brane. L'expression de  $S_{brane(\pm)}$  devrait correspondre à des branes infiniment fines, c'est-à-dire des D3-branes en théorie des cordes. Considérant des branes habillées de cordes fermées, cela signifie qu'on s'attend à ce que les champs de jauge et les fermions du Modèle Standard soient contenus dans l'épaisseur  $\xi$  de la 3-brane. Autrement dit, ils ne s'étendent pas au-delà de  $z > \xi = M_{\text{P}}^{-1}$ . Par conséquent, l'épaisseur de la brane est supposée petite par rapport à la distance interbrane  $d$ .

### 11.1.2 Action effective d'un quark dans le bulk

On suppose qu'à chaque quark sur les branes (comme corde ouverte) est associé un quark se propageant dans le bulk, capable de transporter la saveur et la charge du quark dans le bulk (tel une corde fermée). Puisque les interactions du Modèle Standard sont supposées n'exister que sur les branes, on présume que les particules du bulk sont stériles les unes par rapport aux autres. L'état d'un quark du bulk est supposé être de masse nulle. Puisque les interactions des quarks n'existent que sur les branes, le triplet de

quark à 5 dimensions est aussi de masse nulle. L'action d'un champ de quark dans le bulk répond donc à l'action :

$$S_{bulk} = \int d^4x dz \sqrt{|g^{(5)}|} \bar{\psi} (i\Gamma^A (\partial_A + C_A + iq\mathcal{A}_A)) \psi \quad (11.2)$$

où les matrices de Dirac  $\Gamma^A$  suivent la relation  $\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2g^{(5)AB} \mathbf{1}$ . On définit les matrices de Dirac "plates"  $\gamma^A$  comme :  $\{\gamma^A, \gamma^B\} = 2\eta^{(5)AB} \mathbf{1}$ , avec  $\eta^{(5)AB}$  la métrique de Minkowski définie avec la signature  $(+, -, -, -, -)$ .  $\mathcal{A}_A$  est le potentiel vecteur électromagnétique effectif à 5 dimensions tel que  $\mathcal{A}_4 = 0$ , supposé être nul partout excepté sur les 3-branes.  $q\bar{\psi}\Gamma^A\mathcal{A}_A\psi$  assure la conservation de la charge à travers le bulk. Les matrices de Dirac à 5 dimensions dans un espace courbe prennent la forme suivante :

$$\Gamma^A(x, z) = e_B^A(x, z) \gamma^B, \quad (11.3)$$

où  $e_a^A$  est le vielbein qui permet de faire le lien entre un espace-temps courbe et un espace-temps plat selon l'expression :

$$g^{(5)AB} = e_C^A(x, z) e_D^B(x, z) \eta^{(5)CD}. \quad (11.4)$$

Les connexions de spin doivent répondre à l'expression :

$$C_A(x, z) = \frac{1}{4} \Gamma_B [\partial_A \Gamma^B + \Gamma_{CA}^B \Gamma^C], \quad (11.5)$$

où  $\Gamma_{CA}^B$  sont les symboles de Christoffel associés au champ de métrique étudié.

### 11.1.3 Action de couplage entre les champs branaires et du bulk

Les champs de fermion sur chaque brane peuvent être considérés comme les termes de source du champ de fermion du bulk. Le couplage entre les champs de fermion du bulk et des branes intervient naturellement comme un couplage de masse sur les branes :

$$S_{coupling} = - \int d^4x dz \sqrt{|g^{(4)}|} \times \left\{ \frac{m}{M_B^{1/2}} (\bar{\psi}_+ \psi + \bar{\psi} \psi_+) \delta(z - d/2) + \frac{m}{M_B^{1/2}} (\bar{\psi}_- \psi + \bar{\psi} \psi_-) \delta(z + d/2) \right\}. \quad (11.6)$$

Du point de vue de l'approche des murs de domaine,  $\psi$  et  $\psi_{\pm}$  sont fondamentalement les mêmes champs [15], c'est pourquoi on peut utiliser un couplage de masse impliquant la masse  $m$  d'un quark constituant, le couplage intervenant uniquement sur la brane. Alors que les expressions de  $S_{brane(\pm)}$  correspondent à des branes infiniment fines,  $S_{coupling}$  introduit une épaisseur finie  $\xi \sim 1/M_B$  des branes le long de laquelle le couplage a lieu suite à l'extension spatiale des branes. Dans l'action  $S_{coupling}$ , la puissance 1/2 de  $M_B$  assure la bonne dimension du problème.

#### 11.1.4 Modèle de validité du modèle

- Si les deux 3-branes sont trop proches l'une de l'autre, c'est-à-dire de l'ordre de  $d \leq 1/M_B$ , des interactions directes entre les champs de fermion associés à chaque 3-brane pourraient se produire et des champs exotiques liés à des cordes ouvertes étirées entre les deux 3-branes - c'est-à-dire dont chaque extrémité serait fixée à l'une des branes - pourraient apparaître [26]. Dans un tel contexte, les deux 3-branes devraient être considérées comme un seul et même système à 3 dimensions, doté d'un secteur visible et d'un secteur caché. Ce cas de figure correspond au paradigme de la matière miroir, qui peut enrichir le Modèle Standard et restaurer certaines symétries brisées [27, 28], comme discuté à la section 2.1. De tels

scénarios ne sont pas étudiés dans le présent manuscrit. Pour assurer deux 3-branes indépendantes, et donc la validité du modèle phénoménologique, la distance interbrane doit respecter  $d > 2/M_B$ .

• Dans le bulk, le neutron devient un triplet de quarks libres, mais associés à des états du bulk. Dans ce dernier, suite au mouvement relativiste des particules libres de masse nulle, les quarks pourraient s'éloigner les uns des autres selon les 3 dimensions spatiales usuelles lorsqu'ils se propagent le long de la dimension supplémentaire. Ainsi, la réapparition du neutron dans l'autre brane pourrait être empêchée. En effet, suite à la portée finie d'environ  $10^{-15}$  m de l'interaction forte, le neutron ne pourrait être restauré si les quarks sont trop éloignés les uns des autres. La distance interbrane ne doit donc pas être trop grande pour éviter que les états associés aux quarks dans le bulk ne se séparent au-delà de la portée de l'interaction forte. Par conséquent, on peut s'attendre à ce que l'échange de neutron entre les branes ne soit pas possible pour des distances interbranes  $d$  supérieures à 0.5 fm, pour lesquelles la constante de couplage  $g$  devrait tomber à zéro.

### 11.1.5 Limite $M_4 \times Z_2$ du système à deux 3-branes

La limite à basse énergie  $M_4 \times Z_2$  du système à deux 3-branes peut s'obtenir en propageant les équations du mouvement du champ du bulk le long de la dimension supplémentaire. Considérons d'abord les équations du mouvement du champ du bulk à partir de l'action S. Le champ du bulk suit la relation suivante :

$$\begin{aligned} & \sqrt{|g^{(5)}|} (i\Gamma^A (\partial_A + C_A + iq\mathcal{A}_A)) \psi \\ &= \sqrt{|g^{(4)}|} \frac{m}{M_B^{1/2}} \psi_+ \delta(z - d/2) + \sqrt{|g^{(4)}|} \frac{m}{M_B^{1/2}} \psi_- \delta(z + d/2), \end{aligned} \quad (11.7)$$

qui est l'équation de Dirac à 5 dimensions complétée par un terme de source induit par les conditions limites sur les branes. L'équation (11.7) peut être propagée le long de la dimension supplémentaire  $z$ . Suite à la contrainte dite de "mass shell" sur les branes, la condition suivante est imposée :

$$(i\Gamma^\mu (\partial_\mu + C_\mu + iqA_\mu) - m) \psi = 0 \quad (11.8)$$

et l'équation (11.7) devient :

$$\begin{aligned} & (\gamma^5 \partial_z + m) \psi \\ &= \sqrt{\frac{|g_+^{(4)}|}{|g_+^{(5)}|}} \frac{m}{M_B^{1/2}} \psi_+ \delta(z - d/2) + \sqrt{\frac{|g_-^{(4)}|}{|g_-^{(5)}|}} \frac{m}{M_B^{1/2}} \psi_- \delta(z + d/2), \end{aligned} \quad (11.9)$$

sachant que  $C_4 = 0$  et  $\Gamma^4 = -i\gamma^5$  suite au choix de métrique (3.2). La contrainte de "mass shell" 11.8 est issue de la conservation du quadrivecteur impulsion-énergie sur les branes. Le propagateur - la fonction de Green G - du champ libre  $\psi$  du bulk doit ensuite être calculé. Ce dernier obéit à :

$$(\gamma^5 \partial_z + m) G(z - z') = \delta(z - z'), \quad (11.10)$$

menant à :

$$\begin{aligned} G(z) &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{i\gamma^5 \kappa + m}{\kappa^2 + m^2} e^{-i\kappa z} d\kappa \\ &= (1/2) e^{-m|z|} (\mathbf{1} + \text{sign}(z)\gamma^5), \end{aligned} \quad (11.11)$$

avec  $\gamma^0 G^\dagger(z) \gamma^0 = G(-z)$ . En résolvant l'équation (11.9),  $\psi$  s'exprime comme :

$$\psi(x, z) = \sqrt{\frac{|g_+^{(4)}|}{|g_+^{(5)}|}} \frac{m}{M_B^{1/2}} G(z - d/2) \psi_+(x) + \sqrt{\frac{|g_-^{(4)}|}{|g_-^{(5)}|}} \frac{m}{M_B^{1/2}} G(z + d/2) \psi_-(x). \quad (11.12)$$

À partir des équations (11.12) et (11.11), on peut déduire que le champ du bulk originaire d'une brane ne se propage pas le long de la dimension supplémentaire  $z$ , mais possède une composante évanescence avec une constante d'atténuation égale à  $m$ . Par conséquent, malgré le couplage entre les champs des branes et du bulk, les quarks restent localisés sur leur brane respective et ne peuvent se propager dans le bulk. Comme montré plus loin, la seule façon pour les quarks de s'échapper de la brane est de "basculer" sur la brane adjacente grâce à un phénomène similaire à l'effet tunnel quantique.

En injectant l'expression de  $\psi$  donnée par l'équation (11.12) dans  $S_{coupling}$  (voir équation (11.6)), on retrouve les termes de couplage de masse et géométrique mis en évidence dans l'approche du bi-feuillet non-commutatif  $M_4 \times Z_2$  (voir section 4.1) :

$$S_{coupling} = \int d^4x (i m_r \bar{\psi}_+ \psi_- - i m_r \bar{\psi}_- \psi_+ + \bar{\psi}_+ i g \gamma^5 \psi_- + \bar{\psi}_- i g \gamma^5 \psi_+), \quad (11.13)$$

où :

$$g = (1/2) \frac{m^2}{M_B} (R^{-3/2} + R^{3/2}) e^{-md}, \quad (11.14)$$

et  $m_r = g$ , avec  $R = a_- / a_+$  ( $a_{\pm} = a(z = \pm d/2)$ ), avec  $a$  le facteur de distorsion et  $d$  la distance entre les deux branes. Notons que l'équation (11.14) est invariante sous  $R \rightarrow R^{-1}$ . Dans l'équation (11.13), on a appliqué successivement une rotation SU(2) :

$$\begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} e^{-i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{i\pi/4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}, \quad (11.15)$$

et un changement d'échelle :

$$\begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} a_+^{3/2} & 0 \\ 0 & a_-^{3/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}, \quad (11.16)$$

qui permet de garantir une normalisation conventionnelle de la fonction d'onde. Dans l'équation (11.13), les termes d'auto-couplage de la forme  $\bar{\psi}_{\pm} \Gamma \psi_{\pm}$  sont négligés. En effet, ces termes conduisent (après re-normalisation) à des corrections de masse telles que  $m \rightarrow m(1 + m/M_B)$ . Pour  $m = 340$  MeV [11, 25, 7, 20] et une échelle d'énergie  $M_B$  comprise entre les échelles de Grande Unification (GUT) et de Planck, ces corrections sont très loin de pouvoir être mises en évidence avec la précision des expériences actuelles [29, 30].

À présent, en suivant la même procédure, l'équation (11.1) décrivant l'action des quarks dans chaque brane devient (après rotation (11.15) et changement d'échelle (11.16)) :

$$\begin{aligned} S_{brane(\pm)} &= \int d^4x \bar{\psi}_{\pm} (i\gamma^0 (\partial_0 + i q A_0^{\pm}) \\ &\quad + i a_{\pm}^{-1} \gamma^{\eta} (\partial_{\eta} + i q A_{\eta}^{\pm}) \\ &\quad + (3/2) (\partial_z a)_{\pm} a_{\pm}^{-1} \gamma^5 - m) \psi_{\pm}. \end{aligned} \quad (11.17)$$

Dans la suite, les termes  $(3/2) (\partial_z a)_{\pm} a_{\pm}^{-1} \gamma^5$  seront négligés sans perdre de généralité, car ils conduisent à une brisure de l'invariance de Lorentz [31] qui peut être négligée dans le problème étudié suite aux données expérimentales actuelles [32].

Finalement, l'action pertinente pour la dynamique des champs de quark  $\psi_{\pm}$  sur chaque brane est l'action effective  $S_{M_4 \times Z_2}$  qui est la restriction de  $S = S_{bulk} + S_{brane(+)} + S_{brane(-)} + S_{coupling}$  sur les branes. En effet, à partir de (11.13) et de l'équation (11.17), on obtient  $S_{M_4 \times Z_2} = S_{brane(+)} + S_{brane(-)} + S_{coupling} = \int \mathcal{L}_{M_4 \times Z_2} d^4x$ , avec :

$$\mathcal{L}_{M_4 \times Z_2} \sim \bar{\Psi} (i\mathcal{D}_A - M) \Psi, \quad (11.18)$$



où  $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix}$ , et :

$$i\mathcal{D}_A - M = \begin{pmatrix} i\hat{\gamma}_\pm^\mu (\partial_\mu + iqA_\mu^+) - m & ig\gamma^5 - im_r \\ ig\gamma^5 + im_r & i\hat{\gamma}_\pm^\mu (\partial_\mu + iqA_\mu^-) - m \end{pmatrix}, \quad (11.19)$$

où  $(\hat{\gamma}_\pm^0, \hat{\gamma}_\pm^{1,2,3}) = (\gamma^0, a_\pm^{-1}\gamma^{1,2,3})$ . Lorsque  $a_\pm^{-1} \rightarrow 1$ , l'équation (11.19) correspond pleinement à l'équation (4.3). Il est notable que l'approche développée dans ce chapitre mène bien à la description d'un espace-temps non-commutatif  $M_4 \times Z_2$  du système à deux 3-branes [15, 33] (voir section 4.1). En réalité, l'équation (11.18) est simplement une généralisation de l'action  $M_4 \times Z_2$  dans le cas d'une métrique de Chung-Freese, comme montré dans un précédent article écrit par M. Sarrazin et F. petit [34]. À proprement parler, le choix d'une telle métrique ne change pas fondamentalement la physique à basse énergie de l'univers à deux branes, comme il est décrit dans les références [16, 19, 17, 18, 35, 12, 36]. D'autant plus que la valeur de  $g$  change avec le rapport  $R = a_-/a_+$  des facteurs de distorsion  $a_\pm$  comme montré par l'équation (11.14). La phénoménologie à basse énergie induite par  $a_\pm^{-1} \neq 1$  est complètement décrite dans la référence [34]. Il est néanmoins important de retenir que les facteurs  $a_\pm^{-1}$ , intervenant dans les opérateurs de Dirac de chaque brane, affectent les valeurs des quantités de mouvement et des énergies cinétiques qui diffèrent maintenant d'une brane à l'autre [34]. Néanmoins, cette nouvelle contribution qui apparaît suite à une différence non nulle entre les énergies cinétiques et les quantités de mouvement sur chaque brane est négligeable pour des neutrons associés à une énergie thermique - c'est-à-dire environ 25 meV [34]. Pour finir, en observant les valeurs de  $g$  (équation(11.14)), il n'est pas possible de discriminer expérimentalement la contribution de  $M_B$  de celle du rapport des facteurs de distorsion associé à chaque brane  $R$ . L'épaisseur des branes le long de la dimension supplémentaire  $M_B^{-1}$  peut donc être substituée par une épaisseur effective incluant l'effet des facteurs de distorsion telle que  $M_B^{-1} \rightarrow M_B^{-1}(1/2)(R^{-3/2} + R^{3/2})$ . Quel que soit  $M_B$ , l'échelle d'énergie effective reste plus faible que  $M_{Planck}$ , pour n'importe quelle valeur du rapport  $R$ .

### 11.1.6 Phénoménologie et constante de couplage neutron - neutron caché

Connaissant le caractère non-relativiste du modèle des quarks constituants (CQM) [11, 25, 7, 20], il est nécessaire de considérer la limite non-relativiste de l'équation de Dirac à deux branes (11.19). On obtient alors l'équation de Pauli  $i\hbar\partial_t\Psi = \{\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{cm} + \mathbf{H}_c\}\Psi$ , avec  $\mathbf{H}_0 = \text{diag}(\mathbf{H}_+, \mathbf{H}_-)$  avec  $\mathbf{H}_\pm$  les hamiltoniens de

Pauli usuels à 4 dimensions dans chaque brane, et  $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix}$  où  $\psi_\pm$  sont les spineurs de Pauli usuels.

De plus, des termes de couplage apparaissent (en unité naturelle) [15, 16] :

$$\mathbf{H}_c = \begin{pmatrix} 0 & im_r c^2 \\ -im_r c^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (11.20)$$

qui correspond au terme de couplage de masse, et [15, 16]

$$\mathbf{H}_{cm} = \begin{pmatrix} 0 & -ig\hat{\mu} \cdot (\mathbf{A}_+ - \mathbf{A}_-) \\ ig\hat{\mu} \cdot (\mathbf{A}_+ - \mathbf{A}_-) & 0 \end{pmatrix}, \quad (11.21)$$

où  $\mathbf{A}_\pm$  sont les potentiels vecteurs magnétiques locaux associés à chaque brane et  $\hat{\mu} = \mu\sigma$  est l'opérateur moment magnétique des fermions. Il n'y a pas de couplage géométrique pur,  $\mathbf{H}_{cm}$  est plutôt un couplage mêlant géométrie et électromagnétisme en impliquant les moments magnétiques.  $\mathbf{H}_{cm}$  existe également

à l'échelle d'énergie relativiste, comme le moment magnétique, bien qu'il n'apparaisse pas explicitement dans l'équation de Dirac. Ici, l'intensité du couplage entre les spineurs des fermions dans les branes visible et cachée devient clairement dépendant du potentiel vecteur magnétique qui accroît la force du couplage géométrique. Alors qu'ici  $m_r c^2 = g \hbar c$ , à partir des équations (11.20) et (11.21), on peut vérifier que  $\mathbf{H}_{cm}$  domine  $\mathbf{H}_c$  quand  $|\mathbf{A}_+ - \mathbf{A}_-| > A_c$ . Le potentiel vecteur critique  $A_c$  est donné par  $A_c = 2mc/q$ , où  $m$  est la masse d'un quark constituant, et  $q$  sa charge.  $A_c \approx 7$  Tm pour le quark constituant down. Cette valeur doit être comparée avec des valeurs attendues pour le potentiel vecteur astrophysique qui sont d'environ  $10^9$  Tm [37, 38]. Donc, le couplage géométrique et électromagnétique induit par  $\mathbf{H}_{cm}$  devrait atteindre des valeurs plus importantes que le terme de couplage de masse  $\mathbf{H}_c$  par 8 ordres de grandeur. De ce fait, le terme  $\mathbf{H}_c$  peut habituellement être négligé [16].

Sur base des équations précédentes, on peut montrer que les neutrons devraient osciller entre deux états - l'un localisé sur notre brane, l'autre localisé dans la brane cachée [15] - répondant à une équation de Pauli à deux branes similaire. Donc, sachant que  $g$  (respectivement  $\mu$ ) se réfère ici à la constante de couplage (respectivement le moment magnétique) du neutron, en utilisant le modèle des quarks constituants [11, 25, 7, 20], on devrait vérifier :

$$g\hat{\mu} = \sum_q g_q \hat{\mu}_q \quad (11.22)$$

où  $g_q$  (respectivement  $\hat{\mu}_q$ ) est la constante de couplage (respectivement l'opérateur moment magnétique) associé à chaque quark qui constitue le neutron avec  $\hat{\mu} = \sum_q \hat{\mu}_q$ . Puisque  $m_{up} \approx m_{down} \approx m = 340$  MeV [11, 25, 7, 20], on obtient simplement  $g \approx g_{up} \approx g_{down}$ . Cette approche pourrait se généraliser à n'importe quel baryon de charge nulle doté d'un moment magnétique. Bien sûr, le temps de vie relativement long du neutron et le haut flux de neutrons produits dans un réacteur nucléaire font du neutron une particule très compétitive pour tester les modèles cosmologiques d'univers à deux branes comparé à des baryons plus exotiques [39].

### 11.1.7 Résultats et discussions

La figure 11.2 montre la distance interbrane  $d$  et l'échelle d'énergie effective  $M_B$  des branes dans un bulk à 5 dimensions en fonction de la constante de couplage  $g$ . L'échelle d'énergie effective des branes  $M_B$  inclut les échelles de Grande Unification (GUT) et de Planck. Les valeurs de  $g$  plus grandes que 200 peV (c'est-à-dire  $10^{-3} \text{ m}^{-1}$  en unité naturelle) sont exclues par les données expérimentales obtenues grâce aux expériences de neutrons passe-murailles menées en 2015 à l'ILL [18] et à Mol [12] (voir section 4.4 et chapitre 6). Pour des distances interbranes supérieures à 0.5 fm, l'échange de neutrons entre les deux 3-branes est supposé exclu par le modèle ( $g = 0$ ) (voir section 11.1.4). Ceci est en accord avec la décroissance exponentielle de  $g$  souligné par l'équation (11.14). En effet, on peut s'assurer que  $m^{-1} \approx 0.58$  fm en unité naturelle.

Quelques résultats significatifs découlent de ce chapitre. La figure 11.2 montre en effet que la disparition - réapparition de neutrons devrait impliquer une échelle d'énergie des branes de l'ordre de l'échelle de Grande Unification. À partir de l'équation (11.14) dans le cas d'une métrique de Chung-Freese, le rapport  $R$  des facteurs de distorsion relatifs à chaque brane ne devrait pas excéder 20 pour rester dans le bon domaine d'énergie. En s'attardant sur les régions vertes de la figure 11.2, il est important de noter que la constante de couplage  $g$  atteint des valeurs comprises entre 2 et 200 peV - c'est-à-dire  $10^{-3} < g < 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  - compatibles avec de futures expériences de disparition - réapparition de neutrons [17, 18, 35, 12]. En supposant que la bascule de neutrons est permise - c'est-à-dire dans le cas d'une distance interbrane  $d$  inférieure à 0.5 fm - de petites distances interbranes mènent à  $g \sim m^2/M_B \approx 2.4 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1} \approx 50$  peV à l'échelle de Planck réduite. Une telle valeur pourrait bien être accessible dans le cadre de futures expériences de neutrons passe-murailles telles que MURMUR. L'échelle de Planck, jusqu'alors inaccessible, peut être sondée par des expériences de disparition - réapparition de neutrons près de réacteurs nucléaires.

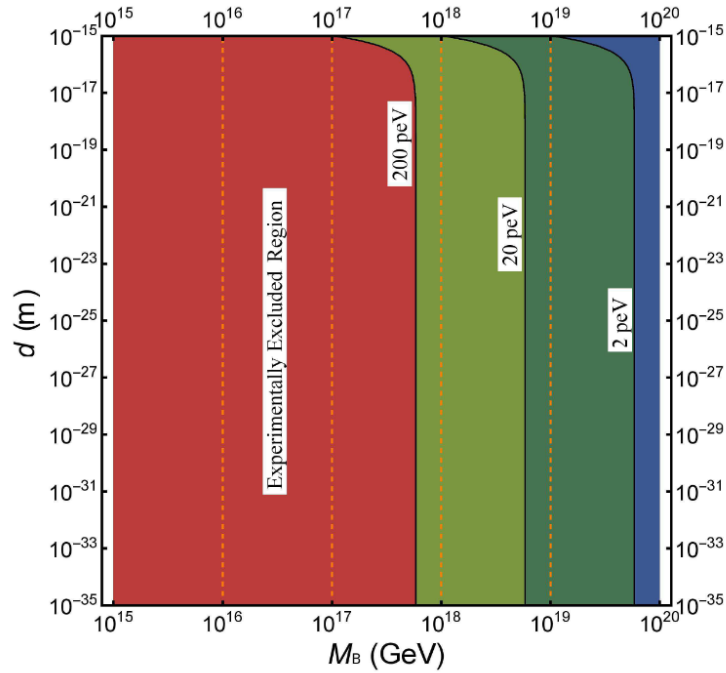


FIGURE 11.2 – Contraintes sur la distance interbrane  $d$  et sur l'échelle d'énergie effective des branes en fonction de la constante de couplage  $g$  dans un bulk à 5 dimensions [22]. L'échelle d'énergie  $M_B$  inclut les échelles de Grande Unification (GUT) et de Planck ( $10^{16}$  GeV et  $10^{19}$  GeV respectivement). La région rouge regroupant les valeurs de  $g$  plus grandes que  $g = 200$  peV (ou  $10^{-3}$  m $^{-1}$  en unité naturelle) est exclue suite aux données expérimentales de l'expérience de neutrons passe-murailles de 2015 à l'ILL [18], confirmée par les données de MURMUR [18, 12]. La région verte claire associée à des valeurs de  $g$  comprises entre 20 et 200 peV (ou respectivement  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  m $^{-1}$  en unité naturelle) devrait être probablement atteignable par de futures expériences de neutrons passe-murailles. La région verte foncée reprenant des valeurs de  $g$  comprises entre 2 et 20 peV (ou  $10^{-5}$  et  $10^{-4}$  m $^{-1}$  en unité naturelle) sera probablement partiellement atteignable. La région bleue est quant à elle hors de portée actuellement. Pour des distances interbranes plus grandes que 0.5 fm, l'échange de neutrons est supposé être exclu par le modèle ( $g = 0$  m $^{-1}$ ), comme discuté à la section 11.1.4.

## 11.2 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk $M_4 \times S_1/Z_2$

Jusqu'ici, un système de deux 3-branes plongé dans un bulk caractérisé par une dimension supplémentaire infinie et courbée a été traité. Comme discuté au chapitre 3, les dimensions supplémentaires peuvent également être compactes. Cette seconde partie introduit le calcul de la constante de couplage neutron - neutron caché dans le cas d'un bulk  $M_4 \times S_1/Z_2$ , c'est-à-dire avec une dimension supplémentaire compactifiée selon un segment de droite  $S_1/Z_2$ . Cette section fait l'objet d'une partie d'un article publié dans la revue "International Journal of Modern Physics A (IJMPA)" en 2020 [23].

L'intérêt porté à un univers  $M_4 \times S_1/Z_2$  provient du scénario de supergravité à 11 dimensions d'Hořava-Witten [6] décrit à la section 3.1. Cette configuration est également considérée dans le cadre de scénarios ekpyrotiques [8, 40], dans le premier modèle branaire de Randall-Sundrum [7], ou dans le modèle branaire de Chung-Freese [21]. Dans ces modèles, une métrique courbe ("warped") est souvent incluse. Cependant, comme démontré dans la section 11.1.5 du présent chapitre, une telle métrique induit une échelle d'énergie effective (ou une épaisseur effective) par rapport à une métrique plate. Expérimentalement, cette échelle d'énergie effective ne peut être distinguée de celle associée à une métrique plate. Par conséquent, le calcul présenté dans cette section est réalisé en considérant une métrique de Minkowski.

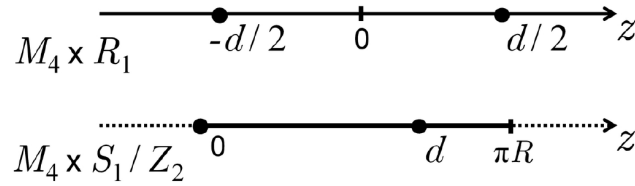


FIGURE 11.3 – Schéma de la cinquième dimension spatiale du bulk considérée dans le cadre d'un univers à deux 3-branes. Cette dimension peut être large - dans le cas d'un bulk  $M_4 \times R_1$  - ou compacte - dans le cas d'un bulk  $M_4 \times S_1/Z_2$ .

### 11.2.1 Expression du propagateur du champ du bulk

Le modèle phénoménologique utilisé ainsi que les calculs associés ont tous été présentés dans la section précédente de ce chapitre pour un bulk  $M_4 \times R_1$  (voir section 11.1) [22]. Le calcul présenté ne diffère pas beaucoup du précédent, à ceci près que le propagateur  $G(z)$  associé au champ  $\Psi$  du bulk  $M_4 \times R_1$  donné par l'équation 11.11 n'est plus valide et revêt une forme différente, suite à la compactification de la dimension supplémentaire. La symétrie  $S_1/Z_2$  doit en effet être prise en compte pour obtenir l'expression du propagateur. Tout d'abord, le propagateur associé à une dimension compactifiée selon un cercle,  $G_{S_1}(z)$ , peut être dérivé à partir de  $G(z)$  grâce à une somme périodique de période  $2\pi R$  :

$$G_{S_1}(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G(z + 2\pi R n). \quad (11.23)$$

Le propagateur  $G_{S_1/Z_2}(z)$  peut ensuite être obtenu grâce à la relation suivante, reliant le propagateur aux états propres du bulk :

$$G_{S_1/Z_2}(z) = \langle \Psi(z) \bar{\Psi}(z) \rangle, \quad (11.24)$$

où  $\Psi(z)$  est la combinaison linéaire des deux solutions possibles induites par la symétrie  $Z_2$  :

$$\Psi(z) = \frac{1}{2}(\chi(z) + \gamma^5 \chi(-z)), \quad (11.25)$$

avec  $\chi$  les états propres périodiques de période  $2\pi R$  résultant de la symétrie  $S_1$ . À partir des équations (11.24) et (11.25), on peut déduire le propagateur associé à la compactification  $S_1/Z_2$  d'après  $G_{S_1}$  :

$$G_{S_1/Z_2}(z|z') = \frac{1}{4} \left\{ G_{S_1}(z - z') - G_{S_1}(-z + z') - G_{S_1}(z + z')\gamma^5 + G_{S_1}(-z - z')\gamma^5 \right\}. \quad (11.26)$$

À partir des expressions (11.11), (11.23) et (11.27), il vient finalement :

$$G_{S_1/Z_2}(z|z') = \frac{1}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-m|z-z'-2\pi R n|} \text{sign}(z - z' - 2\pi R n) \gamma^5 - e^{-m|z+z'-2\pi R n|} \text{sign}(z + z' - 2\pi R n) \right\}, \quad (11.27)$$

avec  $\Gamma^0 G^\dagger(z) \Gamma^0 = G(-z)$ . En suivant la même procédure que la section précédente [22] en utilisant le propagateur établi à l'équation (11.27), la constante de couplage  $g$  peut être évaluée en fonction de la position

des branes sur l'orbifold  $S_1/Z_2$  (voir figure 12.1). Lorsque les branes sont localisées aux limites du segment de droite, c'est-à-dire à  $z = 0$  et  $z = \pi R$ , la constante de couplage  $g$  tombe à 0, ce qui signifie qu'aucun couplage géométrique n'est autorisé dans une telle situation. Par contre, si l'on considère une brane localisée à  $z = 0$  et une brane cachée à  $z = d$  (avec  $d \in ]0, \pi R[$ ) – c'est-à-dire une brane cachée voyageant le long de l'orbifold  $S_1/Z_2$  – la constante de couplage neutron - neutron caché est maintenant donnée par :

$$g = \frac{m^2}{M_B} \left( \frac{e^{md} - e^{-md+m2\pi R}}{1 - e^{m2\pi R}} \right), \quad (11.28)$$

avec  $m$  la masse d'un quark constituant (340 MeV [11, 25, 7, 20]),  $M_B$  l'échelle d'énergie des branes et  $R$  le rayon de compactification. Pour  $R \rightarrow +\infty$ , on retrouve le cas d'un bulk caractérisé par une dimension supplémentaire non-compacte donné par l'expression 11.14 et pour  $d \rightarrow \pi R$ , on retrouve  $g = 0$ .

### 11.2.2 Résultats et discussions

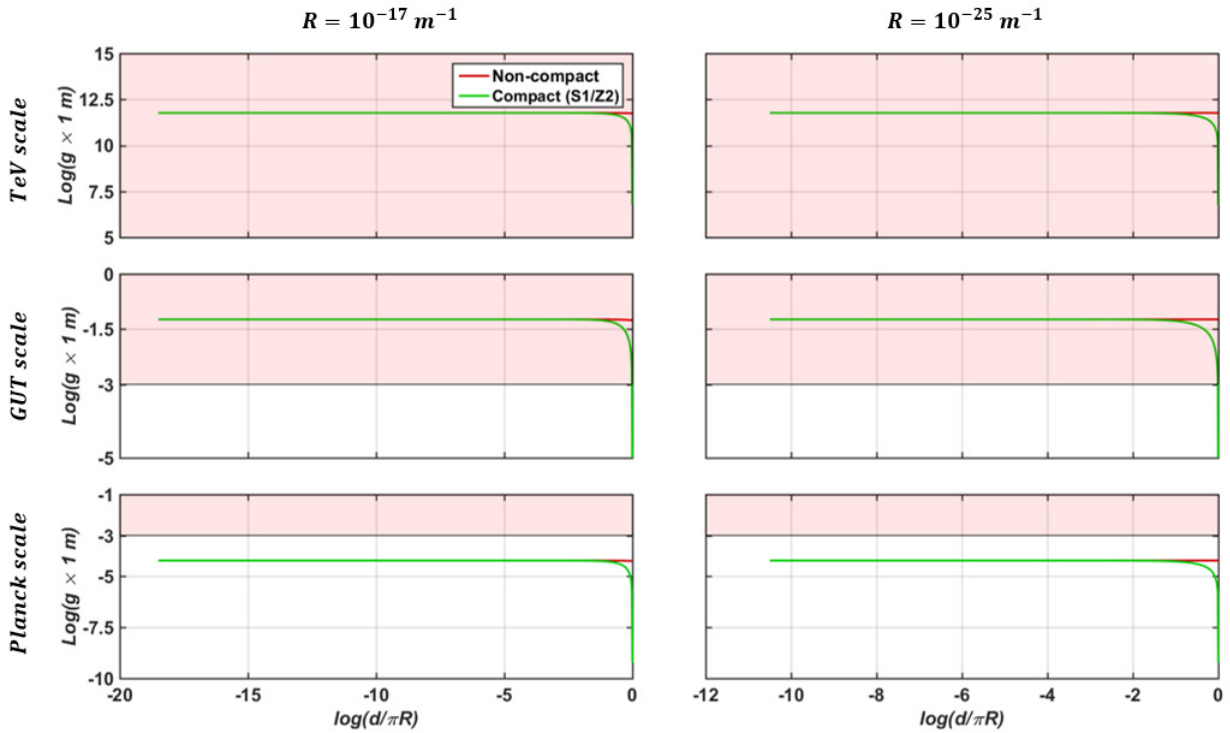


FIGURE 11.4 – Constante de couplage neutron - neutron caché  $g$  en fonction de la distance interbrane  $d \in ]0, \pi R[$  pour un bulk à 5 dimensions caractérisé par une dimension supplémentaire compactifiée sur l'orbifold  $S_1/Z_2$  [23].  $g$  est tracée pour trois échelles d'énergie des branes - l'échelle du TeV, l'échelle de Grande Unification (GUT) et l'échelle de Planck - et pour deux rayons de compactification ( $R$ ) choisis arbitrairement ( $R = 10^{-17} m^{-1}$  et  $R = 10^{-25} m^{-1}$ ). Les courbes rouges représentent le cas non-compacte et les courbes vertes le cas compacte  $S_1/Z_2$ . Les régions rouges pour des valeurs plus grandes que  $g = 200$  peV (ou  $10^{-3} m^{-1}$  en unité naturelle) sont exclues par les données expérimentales associées à l'expérience de neutrons passe-murailles de 2015 à l'ILL (Grenoble, France) et confirmées par l'expérience MURMUR menée à Mol (Belgique) [18, 12]. Pour des distances interbranes plus grandes que 0.5 fm, l'échange de neutron entre les deux branes est supposé exclu par le modèle ( $g = 0 m^{-1}$ ), comme discuté à la section 11.1.4 du présent chapitre.

La disparition du couplage géométrique dans le cas de deux branes situées aux extrémités de l'orbifold  $S_1/Z_2$  rend le scénario de supergravité d'Hořava-Witten [6] impossible à contraindre par le biais de

transitions neutron - neutron caché. Cependant, pour n'importe quelles autres positions des branes sur le segment de droite, l'expression de la constante de couplage est donnée par l'équation (11.28). De telles positions sont autorisées dans le contexte de certains scénarios ekpyrotiques [8, 40]. La figure 11.4 montre le comportement de la constante de couplage  $g$  en fonction de la distance interbrane  $d$  pour une dimension supplémentaire compactifiée selon l'orbifold  $S_1/Z_2$ . Les courbes vertes sont dérivées à partir de l'équation (11.28) et sont comparées au cas non-compact [22] associé aux courbes rouges. Dans la figure 11.4,  $g$  est tracée pour deux rayons de compactification choisis arbitrairement,  $R = 10^{-17} \text{ m}^{-1}$  et  $R = 10^{-25} \text{ m}^{-1}$ , et pour trois échelles d'énergie associées aux branes : l'échelle du TeV, l'échelle de Grande Unification (GUT) et l'échelle de Planck. Pour l'échelle d'énergie associée au TeV, le cas compact  $S_1/Z_2$  est exclu, ainsi que le cas non-compact. Pour l'échelle de Grande Unification (GUT), la diminution de la constante de couplage  $g$  ne permet pas d'exclure ce cas de figure pour des distances interbranes  $d \rightarrow \pi R$ . Pour l'échelle de Planck, le cas non-compact est vraiment très proche d'être complètement contraint au moyen de futures expériences de neutrons passe-murailles comme celles menées à l'ILL ou à Mol [17, 18, 35, 12, 36], alors que des améliorations significatives sont requises pour contraindre complètement des distances interbranes proches de  $\pi R$ . Or, comme montré au chapitre 10, on ne peut espérer gagner plus d'un facteur 100 sur la probabilité de bascule  $p$  d'un neutron avec de futures expériences de neutrons passe-murailles utilisant du plomb comme régénérateur, soit un facteur 10 sur  $g$ .

Dans le prochain chapitre, nous nous intéresserons à des bulks à 6 dimensions, c'est-à-dire caractérisés par deux dimensions spatiales supplémentaires.

## Références

- [1] V.A. Rubakov and M.E. Shaposhnikov. Do we live in a domain wall? *Phys. Lett. 125B (1983) 136*. [145](#)
- [2] Y.-Y. Li, Y.-P. Zhang, W.-D. Guo and Y.-X. Liu. Fermion localization mechanism with derivative geometrical coupling on branes. *Phys. Rev. D95 (2017) 115003*. [145](#)
- [3] R. Davies, D.P. George and R.R. Volkas. The standard model on a domain-wall brane? *Phys. Rev. D77 (2008) 124038*. [145](#)
- [4] G.A. Palma. Confining the electroweak model to a brane. *Phys. Rev. D73 (2006) 045023*. [145](#)
- [5] A. Lukas, B.A. Ovrut, K.S. Stelle and D. Waldram. The universe as a domain wall. *Phys. Rev. D59 (1999) 086001*. [145](#)
- [6] P. Horava and E. Witten. Heterotic and type I string dynamics from eleven dimensions. *Nucl. Phys. B 460 (1996) 506*. [145](#), [154](#), [156](#)
- [7] H.J. Lipkin. The constituent quark model revisited. masses and magnetic moments. *Phys. Lett. B 233 (1989) 446*. [145](#), [148](#), [151](#), [152](#), [153](#), [154](#), [156](#)
- [8] J. Khoury, B.A. Ovrut, P.J. Steinhardt and N. Turok. Ekpyrotic universe : colliding branes and the origin of the hot big bang. *Phys. Rev. D64, 123522 (2001)*. [145](#), [154](#), [157](#)
- [9] R. Kallosh, L. Kofman and A. Linde. Pyrotechnic universe. *Phys. Rev. D 64 (2001) 123523*. [145](#)
- [10] T. Koivisto, D. Wills and I. Zavala. Dark D-brane cosmology. *J. Cosmol. Astropart. Phys. 2014 (2014) 036*. [145](#)
- [11] D. Griffiths. Introduction to elementary particles. *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2008)*. [145](#), [148](#), [151](#), [152](#), [153](#), [156](#)

- [12] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [145](#), [152](#), [153](#), [154](#), [156](#), [157](#)
- [13] The STEREO collaboration, N. Allemandou, et al. The STEREO experiment. *JINST* 13 (2018) P07009. [145](#)
- [14] Ph. Brax, C. Van de Bruck and A.C. Davis. Brane world cosmology. *Rep. Prog. Phys.* 67 (2004) 12. [145](#)
- [15] M. Sarrazin and F. Petit. Equivalence between domain-walls and "noncommutative" two-sheeted spacetimes : Model-independent matter swapping between branes. *Phys. Rev. D* 81 (2010) 035014. [145](#), [147](#), [149](#), [152](#), [153](#)
- [16] M. sarrazin and F. Petit. Brane matter, hidden or mirror matter, their various avatars and mixings : many faces of the same physics. *EPJC* 72, 2230 (2012). [145](#), [152](#), [153](#)
- [17] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 075013. [145](#), [152](#), [153](#), [157](#)
- [18] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [145](#), [152](#), [153](#), [154](#), [156](#), [157](#)
- [19] M. Sarrazin, G. Pignol, F. Petit and V.V. Nesvizhevsky. Experimental limits on neutron disappearance into another braneworld. *Phys. Lett. B* 712 (2012) 213. [145](#), [152](#)
- [20] W. Lucha, FF. Schöberl and D. Gromes. Bound states of quarks. *Phys. Rep.* 200 (1991) 127. [145](#), [148](#), [151](#), [152](#), [153](#), [156](#)
- [21] D.J.H. Chung and K. Freese. Can geodesics in extra dimensions solve the cosmological horizon problem? *Phys. Rev. D* 62 (2000) 063513. [145](#), [154](#)
- [22] C. Stasser and M. Sarrazin. Sub-GeV-scale signatures of hidden braneworlds up to the planck scale in a SO(3, 1)-broken bulk. *Int. J. of Phys. Mod. A* 34 (2019) 05 1950029. [146](#), [147](#), [154](#), [155](#), [157](#)
- [23] C. Stasser and M. Sarrazin. Can neutron disappearance/reappearance experiments definitively rule out the existence of hidden braneworlds endowed with a copy of the standard model? *Int. J. Mod. Phys. A* 35 (2020) 2050202. [146](#), [154](#), [156](#)
- [24] E. Knechtli. Lattice quantum chromodynamics. *PoS CORFU2016* (2017) 020. [148](#)
- [25] I. Cohen and H.J. Lipkin. Why masses and magnetic moments satisfy naive quark model predictions. *Phys. Lett.* 93B (1980) 56. [148](#), [151](#), [152](#), [153](#), [156](#)
- [26] R. J. Szabo. An introduction to string theory and d-brane dynamics. *Imperial College Press*, 2007. [149](#)
- [27] L.B. Okun. Mirror particles and mirror matter : 50 years of speculation and search. *Physics-Uspekhi* 50 (2007) 380. [149](#)
- [28] R. Foot and R.R. Volkas. Neutrino physics and the mirror world : How exact parity symmetry explains the solar neutrino deficit, the atmospheric neutrino anomaly and the LSND experiment. *Phys. Rev. D* 52 (1995) 6595. [149](#)
- [29] Particle Data Group. Review of particle physics. *Chin. Phys. C* 40 (2016) 100001. [151](#)

- [30] ATLAS Collaboration. Summary of the ATLAS experiment's sensitivity to supersymmetry after LHC run 1 — interpreted in the phenomenological MSSM. *JHEP* 10 (2015) 134. [151](#)
- [31] D. Colladay and A. Kostelecky. CPT violation and the standard model. *Phys. Rev. D* 55 (1997) 6760. [151](#)
- [32] I. Altarev, et al. New constraints on lorentz invariance violation from the neutron electric dipole moment. *EPL* 92 (2010) 51001. [151](#)
- [33] M. Sarrazin and F. Petit. Exciton swapping in a twisted graphene bilayer as a solid-state realization of a two-brane model. *Eur. Phys. J. B* 87 (2014) 26. [152](#)
- [34] F. Petit and M. Sarrazin. Plausible "faster-than-light" displacements in a two-sheeted spacetime. *Phys. Rev. D* 76 (2007) 085005. [152](#)
- [35] C. Stasser, M. Sarrazin and G. Terwagne. Search for neutron-hidden neutron interbrane transitions with murmur, a low-noise neutron passing-through-walls experiment. *EPJ Web of Conferences* 219 (2019) 07004. [152](#), [153](#), [157](#)
- [36] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Murmur : a new low-noise experiment for the search of neutron-hidden neutron transitions in the context of braneworld scenarios. *PoS (ICHEP 2020)* 783. [152](#), [157](#)
- [37] R. Lakes. Experimental limits on the photon mass and cosmic magnetic vector potential. *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 1826. [153](#)
- [38] J. Luo, C.-G. Shao, Z.-Z. Liu, Z.-K. Hu. Determination of the limit of photon mass and cosmic magnetic vector with rotating torsion balance. *Phys. Lett. A* 270 (2000) 288. [153](#)
- [39] S.N. Gninenko. Search for invisible decays of  $\pi^0, \eta, \eta', k_s,$  and  $k_l$  : a probe of new physics and tests using the bell-steinberger relation. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 015004. [153](#)
- [40] G. W. Gibbons, H. Lü and C. N. Pope. Brane worlds in collision. *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 131602. [154](#), [157](#)





## Chapitre 12

# Limite à basse énergie $M_4 \times Z_2$ dans des bulks à (5+1) dimensions

### Sommaire

---

<a href="#">12.1 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk à 6 dimensions plat et non-compact</a>	162
<a href="#">12.2 Couplage neutron - neutron caché dans le cas d'un bulk ADD</a>	164
<a href="#">12.3 Discussion</a>	165
<a href="#">Références</a>	169

---

Jusqu'ici, nous ne nous sommes intéressés qu'à des bulks à (4+1) dimensions, c'est-à-dire à des Univers caractérisés par une seule dimension supplémentaire en plus des trois dimensions spatiales usuelles. Or, de nombreux travaux considèrent la possibilité de plusieurs dimensions supplémentaires [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. La question qui a motivé le travail développé dans ce chapitre est de savoir si les transitions neutron - neutron caché peuvent également avoir lieu dans le cas de bulks possédant plus de 5 dimensions. Formulée autrement, cette question revêt la forme suivante : "Est-ce que des expériences de neutrons passe-murailles pourront un jour définitivement exclure l'existence d'une brane cachée dotée d'une copie du Modèle Standard des particules?"

Dans ce chapitre, le modèle phénoménologique développé au chapitre précédent est étendu à deux dimensions supplémentaires, d'abord plates et non-compactes, puis compactifiées selon un tore, pour rejoindre un scénario type ADD (voir section 3.3) [13, 14]. L'expression de la constante de couplage neutron - neutron caché est dérivée dans ces deux cas et ses valeurs en fonction de la distance interbrane et de l'échelle d'énergie des branes sont discutées dans le contexte des résultats des expériences de neutrons passe-murailles qui ont été menées récemment.

Le travail présenté dans ce chapitre fait l'objet d'une publication dans la revue "International Journal of Modern Physics A (IJMPA)" [15].

## 12.1 Couplage neutron - neutron caché dans un bulk à 6 dimensions plat et non-compact

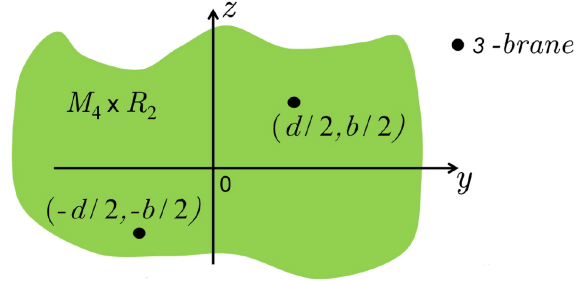


FIGURE 12.1 – Schéma des deux dimensions supplémentaires  $y$  et  $z$  plates et non-compactes d'un bulk à (5+1) dimensions. Les positions des deux 3-branes sont représentées par des points noirs.

Commençons par étendre le modèle phénoménologique développé au chapitre 11 [16] dans le cas de deux dimensions supplémentaires plates et non-compactes ( $y, z$ ). On considère deux 3-branes respectivement localisées à  $(y, z) = (d/2, b/2)$  et  $(y, z) = (-d/2, -b/2)$ , comme schématisé à la figure 12.1. L'action de couplage  $S_c$  entre les champs des branes  $\Psi_{\pm}$  et du bulk  $\Psi$  est maintenant donnée par :

$$S_c = \int d^6x \left\{ -\frac{m}{M_B} (\bar{\Psi}_+ \Psi + \bar{\Psi} \Psi_+) \delta(y - d/2) \delta(z - b/2) - \frac{m}{M_B} (\bar{\Psi}_- \Psi + \bar{\Psi} \Psi_-) \delta(y + d/2) \delta(z + b/2) \right\}. \quad (12.1)$$

Il est important de noter à ce stade que les champs  $\Psi_{\pm}$  sont associés au secteur des branes à 6 dimensions. Il en résulte qu'il s'agit ici de spineurs caractérisés par 8 composantes, tout comme le champ  $\Psi$  du bulk. L'échelle d'énergie des branes  $M_B$ , avec  $M_B^{-1}$  l'extension de la brane dans les dimensions supplémentaires du bulk, est introduite pour tenir compte du volume extradimensionnel dans lequel les interactions de couplage interviennent. De la même manière que pour l'équation (11.7), la puissance 1 de  $M_B$  assure la bonne dimension du problème à 6 dimensions. L'action des branes  $S_{\pm}$  est donnée par :

$$S_{\pm} = \int d^4x \bar{\psi}_{\pm} (i\gamma^{\mu} \partial_{\mu} + iqA_{\mu}^{\pm} - m) \psi_{\pm}, \quad (12.2)$$

où  $\mu = 0, 1, 2, 3$ ,  $\psi_{\pm}$  sont les champs de fermions associés aux branes, c'est-à-dire des spineurs à 4 composantes, et  $A^{\pm}$  est le potentiel vecteur électromagnétique sur chaque brane. L'action  $S_{bulk}$  du champ du bulk  $\Psi$  obéit à l'équation suivante :

$$S_{bulk} = \int d^6x \bar{\Psi} (i\Gamma^A (\partial_A + iq\mathcal{A}_A)) \Psi, \quad (12.3)$$

où  $A = 0 - 6$  et  $\mathcal{A}_A$  est le potentiel vecteur électromagnétique du bulk. Il est important de noter que le potentiel vecteur électromagnétique est supposé n'exister que sur les branes, avec  $\mathcal{A}_4 = \mathcal{A}_5 = 0$  [17]. À six dimensions, les spineurs et les matrices de Dirac s'expriment à 8 composantes. Les matrices de Dirac du bulk  $\Gamma^A$  répondent à  $\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2\eta^{AB} \mathbf{1}_{8 \times 8}$  avec  $\eta^{AB}$  la métrique de Minkowski dotée de la signature

(+, -, -, -, -, -). Les matrices de Dirac à  $8 \times 8$  composantes  $\Gamma^A$  utilisées sont les suivantes :

$$\Gamma^\mu = \sigma_1 \otimes \gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \gamma^\mu \\ \gamma^\mu & 0 \end{pmatrix}; \quad (12.4)$$

$$\Gamma^5 = -i\sigma_1 \otimes \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & -i\gamma^5 \\ -i\gamma^5 & 0 \end{pmatrix}; \quad (12.5)$$

$$\Gamma^6 = -i\sigma_2 \otimes \mathbf{1}_{4 \times 4} = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbf{1}_{4 \times 4} \\ \mathbf{1}_{4 \times 4} & 0 \end{pmatrix}, \quad (12.6)$$

et la matrice chirale  $\Gamma^7 = -\Gamma^0 \Gamma^1 \Gamma^2 \Gamma^3 \Gamma^5 \Gamma^6$  est donnée par :

$$\Gamma^7 = \sigma_3 \otimes \mathbf{1}_{4 \times 4} = \begin{pmatrix} \mathbf{1}_{4 \times 4} & 0 \\ 0 & -\mathbf{1}_{4 \times 4} \end{pmatrix}. \quad (12.7)$$

Les états chiraux à 6 dimensions sont définis grâce à l'expression suivante :

$$\left( \frac{1 \pm \Gamma^7}{2} \right) \Psi = \Psi_{R/L}, \quad (12.8)$$

et  $\Psi$  peut s'écrire comme :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ \Psi_L \end{pmatrix} \text{ tel que } \Psi_R = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \Psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_L \end{pmatrix}. \quad (12.9)$$

Concernant les secteurs  $\Psi_\pm$  des branes à 6 dimensions, les états chiraux à 6 dimensions ( $\Psi_R$  et  $\Psi_L$ ) ne correspondent pas à ceux à quatre dimensions sur les branes. En effet, la chiralité à 6 dimensions apparaît comme un nombre quantique supplémentaire ajouté aux particules usuelles du Modèle Standard sur une brane, dédoublant donc le contenu du Modèle Standard. Une telle situation n'est pas observée. Par conséquent, on suppose que chaque brane ne peut supporter qu'un seul des deux états de chiralité à 6 dimensions, par exemple le gauche, alors que l'autre ne peut être piégé sur la brane. Une telle situation est appuyée par les travaux qui décrivent les branes comme des murs de domaine, où il est bien connu que le confinement des fermions sur les branes dépend de leur chiralité [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 17, 30, 31]. Le champ à 6 dimensions sur les branes s'exprime donc comme :

$$\Psi_\pm = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_\pm \end{pmatrix}, \quad (12.10)$$

où  $\psi_\pm$  sont les champs de fermions à 4 dimensions sur les branes qui répondent à l'action (12.2) grâce au choix des matrices de Dirac ci-dessus et en accord avec l'action à 6 dimensions (12.3).

À partir de l'action totale, on peut déduire que le champ du bulk suit :

$$(i\Gamma^A (\partial_A + iq\mathcal{A}_A)) \Psi = \frac{m}{M_B} \Psi_+ \delta(y - d/2) \delta(z - b/2) + \frac{m}{M_B} \Psi_- \delta(y + d/2) \delta(z + b/2), \quad (12.11)$$

où les champs  $\Psi_\pm$  du secteur à 6 dimensions associés à chaque brane sont sources du champ du bulk.

À partir de l'équation (12.11) et en employant la condition dite de "mass shell"  $(i\Gamma_{\pm}^{\mu}(\partial_{\mu} + iqA_{\mu}) - m)\Psi = 0$ , on peut déduire le propagateur associé au champ du bulk le long des dimensions supplémentaires :

$$\begin{aligned} G(y, z) &= \frac{1}{4\pi^2} \int \int \frac{\Gamma^5 q + \Gamma^6 \kappa + m}{q^2 + \kappa^2 + m^2} e^{i\kappa z} e^{iqy} d\kappa dq \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{im}{\sqrt{z^2 + y^2}} K_1(m\sqrt{z^2 + y^2}) (\text{sign}(y) |y| \Gamma^5 + \text{sign}(z) |z| \Gamma^6) \\ &\quad + \frac{m}{2\pi} K_0(m\sqrt{z^2 + y^2}), \end{aligned} \quad (12.12)$$

avec  $\Gamma^0 G^{\dagger}(y, z) \Gamma^0 = G(-y, -z)$  et pour lequel  $\Psi$  peut s'exprimer grâce à l'équation (12.11) :

$$\Psi(x, y, z) = \frac{m}{M_B} G(y - d/2, z - b/2) \Psi_+(x) + \frac{m}{M_B} G(y + d/2, z + b/2) \Psi_-(x). \quad (12.13)$$

En introduisant l'équation (12.13) dans l'action de couplage donnée par l'équation (12.1) et en écrivant l'action effective  $S_{M_4 \times Z_2} = S_+ + S_- + S_c$  donnée par les équations (4.1) et (4.3), on obtient successivement :

$$S_c = -\frac{2m^2}{M_B^2} \int d^4 x \left\{ \bar{\Psi}_+ G(d, b) \Psi_- + \bar{\Psi}_- G(-d, -b) \Psi_+ \right\} \quad (12.14)$$

et

$$\begin{aligned} S_{M_4 \times Z_2} &= \int d^4 x \left\{ \bar{\Psi}_+ (i\gamma^{\mu} \partial_{\mu} + iqA_{\mu}^+ - m) \Psi_+ \right. \\ &\quad + \bar{\Psi}_- (i\gamma^{\mu} \partial_{\mu} + iqA_{\mu}^- - m) \Psi_- \\ &\quad + ig \bar{\Psi}_+ \gamma^5 \Psi_- + ig \bar{\Psi}_- \gamma^5 \Psi_+ \\ &\quad \left. - im_r \bar{\Psi}_+ \Psi_- + im_r \bar{\Psi}_- \Psi_+ \right\}, \end{aligned} \quad (12.15)$$

avec la constante de couplage neutron - neutron caché  $g$  exprimée comme :

$$g = \frac{m^3}{\pi M_B^2} \frac{d}{D} K_1(mD), \quad (12.16)$$

et

$$m_r = \frac{m^3}{\pi M_B^2} \frac{b}{D} K_1(mD), \quad (12.17)$$

où  $D$  est la distance entre deux branes (voir figure 12.1), avec  $D = \sqrt{d^2 + b^2}$  et  $m$  la masse d'un quark constituant (340 MeV). Il est à noter que, suite à la brisure de symétrie du bulk introduite par la présence des deux 3-branes,  $g$  ou  $m_r$  peuvent disparaître pour certaines valeurs de  $d$  ou  $b$ . Par exemple, si  $b = 0$ ,  $m_r$  tombe à zéro et l'équation (12.16) se réduit quant à elle à :

$$g = \frac{m^3}{\pi M_B^2} K_1(md). \quad (12.18)$$

## 12.2 Couplage neutron - neutron caché dans le cas d'un bulk ADD

Le dernier cas développé dans le cadre de cette thèse de doctorat est la compactification des deux dimensions supplémentaires du bulk à 6 dimensions selon un tore ( $T^2 \equiv S_1 \times S_1$ ), avec deux 3-branes respectivement localisées à  $(y, z) = (0, 0)$  et  $(y, z) = (d, 0)$ , avec  $d \in ]0, 2\pi R[$ , comme illustré par la figure

12.2. Ce modèle est intéressant, car il est en lien avec les scénarios branaires ADD [13, 14], décrits dans la section 3.3, mais avec deux branes plutôt qu'une seule. En utilisant la même approche que dans le chapitre 11 pour dériver le propagateur dans le cas d'un bulk caractérisé par une dimension supplémentaire compacte, le propagateur pour le tore peut être déduit de l'équation (12.12) :

$$\begin{aligned}
 G(y, z) = & \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{2\pi} \frac{imK_1(m\sqrt{(y+n2\pi R)^2 + (z+k2\pi r)^2})}{\sqrt{(y+n2\pi R)^2 + (z+k2\pi r)^2}} \right. \\
 & \times (\text{sign}(y+n2\pi R) |y+n2\pi R| \Gamma^5 + \text{sign}(z+k2\pi r) |z+k2\pi r| \Gamma^6) \\
 & \left. + \frac{m}{2\pi} K_0(m\sqrt{(y+n2\pi R)^2 + (z+k2\pi r)^2}) \right\}, \tag{12.19}
 \end{aligned}$$

avec  $r$  et  $R$  les rayons de compactification des dimensions supplémentaires (voir figure 12.2). Cela mène à l'expression suivante pour la constante de couplage  $g$  :

$$\begin{aligned}
 g = & \frac{m^3}{\pi M_B^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{K_1(m\sqrt{(d+n2\pi R)^2 + (k2\pi r)^2})}{\sqrt{(d+n2\pi R)^2 + (k2\pi r)^2}} \\
 & \times \text{sign}(d+n2\pi R) |d+n2\pi R| \tag{12.20}
 \end{aligned}$$

pour laquelle il n'existe aucune expression triviale. Il est important de noter que, comme pour le cas compact à 5 dimensions introduit dans le chapitre 11, certaines localisations ( $d = \pi R$  par exemple) des branes suppriment le couplage. Lorsque  $r, R \rightarrow +\infty$ , c'est-à-dire lorsque le tore tend vers un plan, tous les termes de l'équation (12.21) tendent vers zéro, sauf pour  $(n, k) = (0, 0)$ , menant donc à la même expression que le cas non-compact (12.18), comme attendu.

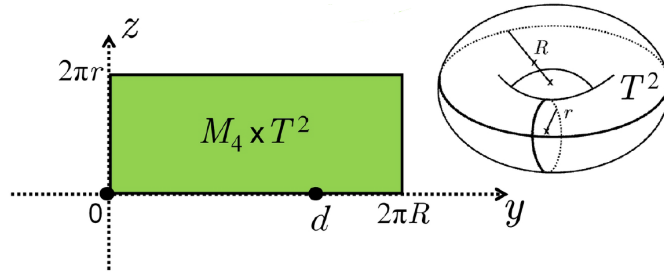


FIGURE 12.2 – Schéma des deux dimensions supplémentaires  $y$  et  $z$  plates et compactifiées selon un tore ( $T^2 \equiv S_1 \times S_1$ ).

### 12.3 Discussion

La figure 12.3 montre la constante de couplage neutron - neutron caché  $g$  en fonction de la distance interbrane  $d$  pour des bulks non-compacts à 5 (tirée de l'équation 11.14) et 6 dimensions (tiré de l'équation (12.18)). Trois échelles d'énergie  $M_B$  sont considérées pour les branes : les échelles du TeV, de Grande Unification (GUT) et de Planck. Les branes associées à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV sont complètement exclues, aussi bien pour une que pour deux dimensions supplémentaires. Les branes associées à une échelle de Grande Unification (GUT) sont également exclues pour une seule dimension supplémentaire. Comme montré à la figure 12.3, la transition d'un bulk à 5 dimensions à un bulk à 6 dimensions réduit significativement la constante de couplage pour les échelles de Grande Unification et de Planck. Alors que l'échelle de Planck pour une dimension supplémentaire non-compacte est presque atteinte

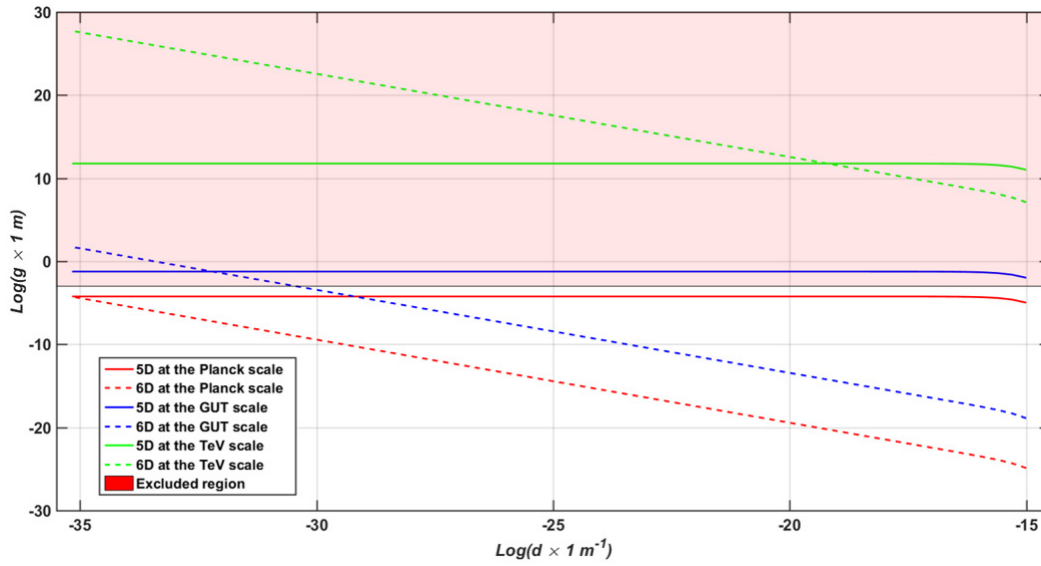


FIGURE 12.3 – Constante de couplage  $g$  tracée en fonction de la distance interbrane  $d$  pour des bulks à 5 et 6 dimensions non-compacts pour différentes échelles d'énergie  $M_B$ , c'est-à-dire les échelles du TeV, de Grande Unification (GUT) et de Planck. Les lignes pleines et en pointillés représentent respectivement les cas à 5 et 6 dimensions. La région rouge pour des valeurs de  $g$  supérieure à  $g = 200$  peV (or  $10^{-3} \text{ m}^{-1}$  en unités naturelles) est exclue par les données expérimentales de l'expérience de neutrons passe-muraille menée à l'ILL à Grenoble [32, 33] et confirmée par MURMUR [34]. Pour une distance interbrane supérieure à  $0.5 \text{ fm}$ , l'échange de neutrons est supposé exclu ( $g = 0 \text{ m}^{-1}$ ) par le modèle [16].

par les mesures expérimentales [33, 34], le cas de deux dimensions supplémentaires est bien au-delà de la sensibilité des expériences de neutrons passe-murailles [33, 34]. Le principal résultat mis à jour dans ce chapitre est l'impossibilité pour les expériences de neutrons passe-murailles actuelles de contraindre toute la gamme des paramètres possibles pour des échelles d'énergie des branes allant de l'échelle de Grande Unification (GUT) à l'échelle de Planck dans le contexte de bulks à plus de 5 dimensions. En effet, la probabilité de bascule  $p$  (voir la section 4.1) et la constante de couplage  $g$  sont liées par la relation  $g = \sqrt{p}$ . Alors qu'un gain d'un facteur 10 sur la contrainte trouvée en 2016 [33] et confirmée en 2021 [34] est attendu pour les futures expériences de neutrons passe-murailles, le cas d'un bulk à 6 dimensions est loin d'être accessible par de telles expériences.

Finalement, la figure 12.4 montre la constante de couplage  $g$  en fonction de la distance interbrane  $d$  pour deux dimensions supplémentaires compactifiées sur un tore ( $S_1 \times S_1$ ). Comme précédemment, trois échelles d'énergie sont explorées pour les branes (TeV, GUT et Planck). Deux rayons de compactification sont choisis (de façon arbitraire) :  $R = r = 10^{-17} \text{ m}^{-1}$  et  $R = r = 10^{-25} \text{ m}^{-1}$ . Comme montré dans la figure 12.4, la compactification mène à une chute de la constante de couplage  $g$  pour des distances interbranes  $d \rightarrow \pi R$  par rapport au cas non-compact. Alors que l'échelle d'énergie du TeV est complètement exclue quelque soit la valeur des rayons de compactification, toute la gamme de paramètres possibles associée aux échelles de Grande Unification (GUT) et de Planck sont inaccessibles à la sensibilité des expériences de neutrons passe-murailles actuelles et futures.

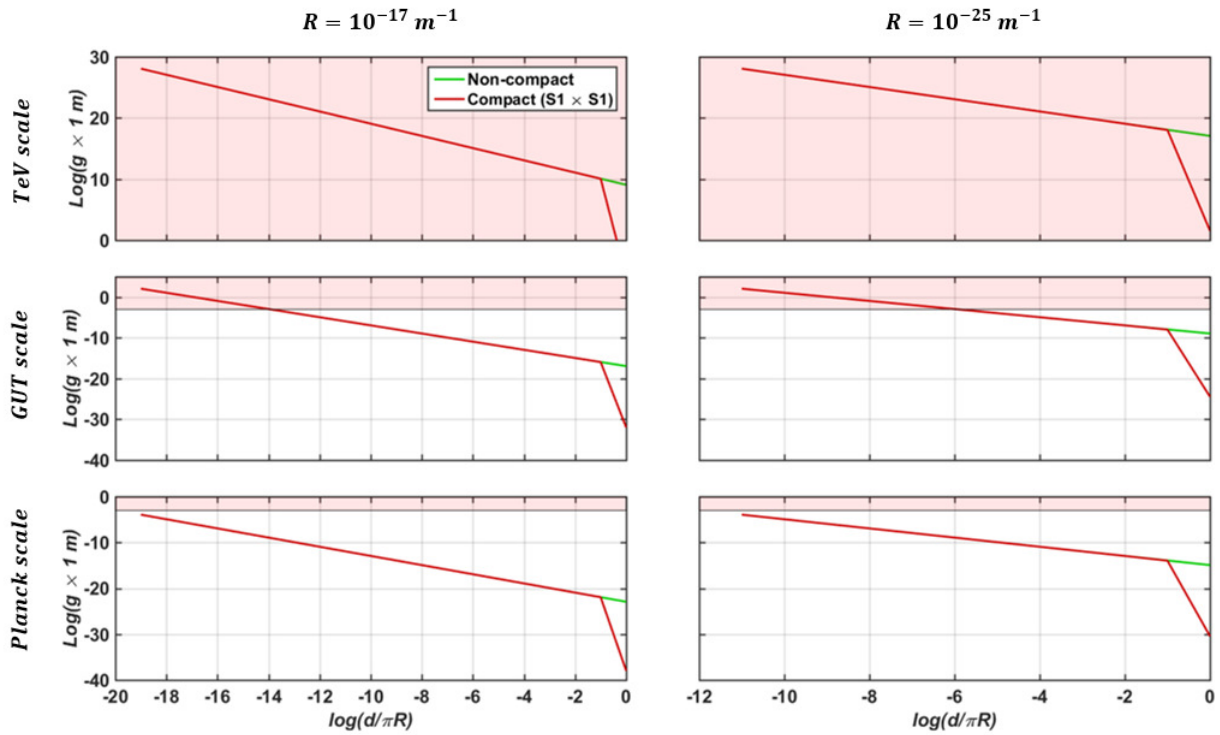


FIGURE 12.4 – Constante de couplage  $g$  tracée en fonction de la distance interbrane  $d$  pour un bulk à 6 dimensions caractérisé par deux dimensions supplémentaires compactifiées sur une variété toroïdale  $T^2 \equiv S_1 \times S_1$ , pour différentes échelles d'énergie  $M_B$  - les échelles du TeV, de Grande Unification (GUT) et de Planck.  $g$  est tracée pour deux rayons de compactification ( $r$  and  $R$ ) choisis arbitrairement ( $R = r = 10^{-17} \text{ m}^{-1}$  et  $R = r = 10^{-25} \text{ m}^{-1}$ ). Les régions rouges pour des valeurs de  $g$  supérieures à  $g = 200 \text{ peV}$  (ou  $10^{-3} \text{ m}^{-1}$  en unités naturelles) sont exclues par les données de l'expérience de neutrons passe-muraille menée à l'ILL à Grenoble [32, 33] et confirmée par MURMUR [34]. Pour une distance interbrane supérieure à 0.5 fm, l'échange de neutrons est exclu ( $g = 0 \text{ m}^{-1}$ ) par le modèle [16].

## Références

- [1] T. Gherghetta and M. Shaposhnikov. Localizing gravity on a string-like defect in six dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 240-243. 161
- [2] P. Kanti, R. Madden and K. A. Olive. A 6-d brane world model. *Phys. Rev. D* 64 (2001) 044021. 161
- [3] C. Ringeval, P. Peter, J-P Uzan. Stability of six-dimensional hyperstring braneworlds. *Phys. Rev. D* 71 (2005) 104018. 161
- [4] E.I. Guendelman and E. Spallucci. Conformally invariant gauge theory of 3-branes in 6D and the cosmological constant. *Phys. Rev. D* 70 (2004) 026003. 161
- [5] N. Kaloper. Origami world. *JHEP* 0405 (2004) 061. 161
- [6] S. Aguilar and D. Singleton. Fermion générations, masses and mixings in a 6D brane model. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 085007. 161
- [7] Y-X Liu, L. Zhao and Y-S Duan. Localization of fermions on a string-like defect. *JHEP* 0704 (2007) 097. 161
- [8] A. Flachi and M. Minamitsuji. Field localization on brane intersections in anti-de Sitter spacetime. *Phys. Rev. D* 79 (2009) 104021. 161



- [9] G. Cacciapaglia, Aldo Deandrea and J. Llodra-Perez. A dark matter candidate from lorentz invariance in 6D. *JHEP* 03 (2010) 083. [161](#)
- [10] G. A. Diamandis, B. C. Georgalas, P. Kouroumalou and A. B. Lahanas. Six-dimensional origin of gravity-mediated brane to brane supersymmetry breaking. *Phys. Rev. D* 89 (2014) 085007. [161](#)
- [11] G. A. Diamandis, B. C. Georgalas, P. Kouroumalou and A. B. Lahanas. Six-dimensional origin of gravity-mediated brane to brane supersymmetry breaking. *Phys. Rev. D* 89 (2014) 085007. [161](#)
- [12] D. M. Dantas, D. F. S. Veras, J. E. G. Silva and C. A. S. Almeida. Fermionic kaluza-klein modes in the string-cigar braneworld. *Phys. Rev. D* 92 (2015) 104007. [161](#)
- [13] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett. B* 429 (1998) 263-272. [161](#), [165](#)
- [14] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with sub-millimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *Phys. Rev. D* 59 (1999) 086004. [161](#), [165](#)
- [15] C. Stasser and M. Sarrazin. Can neutron disappearance/reappearance experiments definitively rule out the existence of hidden braneworlds endowed with a copy of the standard model? *Int. J. Mod. Phys. A* 35 (2020) 2050202. [161](#)
- [16] C. Stasser and M. Sarrazin. Sub-GeV-scale signatures of hidden braneworlds up to the planck scale in a SO(3, 1)-broken bulk. *Int. J. of Phys. Mod. A* 34(05) :1950029 (2019). [162](#), [166](#), [167](#)
- [17] M. Sarrazin and F. Petit. Equivalence between domain-walls and "noncommutative" two-sheeted spacetimes : Model-independent matter swapping between branes. *Phys. Rev. D* 81 (2010) 035014. [162](#), [163](#)
- [18] V.A. Rubakov and M.E. Shaposhnikov. Do we live in a domain wall? *Phys. Lett.* 125B (1983) 136. [163](#)
- [19] N. Arkani-Hamed and M. Schmaltz. Hierarchies without symmetries from extra dimensions. *Phys. Rev. D* 61 (2000) 033005. [163](#)
- [20] S. Randjbar-Daemi and M. Shaposhnikov. On some new warped brane world solutions in higher dimensions. *Phys. Lett. B* 492 (2000) 361. [163](#)
- [21] L. Dubovsky, V. A. Rubakov and P. G. Tinyakov. Brane world : disappearing massive matter. *Phys. Rev. D* 62 (2000) 10501. [163](#)
- [22] A. Kehagias and K. Tamvakis. Localized gravitons, gauge bosons and chiral fermions in smooth spaces generated by a bounce. *Phys. Lett. B* 504 (2001) 38. [163](#)
- [23] B. Bajc and G. Gabadadze. Localization of matter and cosmological constant on a brane in anti de sitter space. *Phys. Lett. B* 474 (2000) 282. [163](#)
- [24] C. Ringeval, P. Peter and J. P. Uzan. Localization of massive fermions on the brane. *Phys. Rev. D* 65 (2002) 044016. [163](#)
- [25] R. Koley and S. Kar. Scalar kinks and fermion localisation in warped spacetimes. *Class. Quant. Grav.* 22 (2005) 753. [163](#)
- [26] A. Melfo, N. Pantoja and J. D. Tempo. Fermion localization on thick branes. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 044033. [163](#)

- [27] R. Guerrero, A. Melfo, N. Pantoja and R. O. Rodriguez. Self-gravitating non-abelian kinks as brane worlds. *Phys. Rev. D* 74 (2006) 084025. [163](#)
- [28] Y. X. Liu, Z. H. Zhao, S. W. Wei and Y. S. Duan. Bulk matters on symmetric and asymmetric de sitter thick branes. *JCAP* 0902 (2009) 003. [163](#)
- [29] Y. X. Liu, J. Yang, Z. H. Zhao, C. E. Fu and Y. S. Duan. Fermion localization and resonances on a de sitter thick brane. *Phys. Rev. D* 80 (2009) 065019. [163](#)
- [30] D. Bazeia, A. Mohammadi and D. C. Moreira. Fermion bound states in geometrically deformed backgrounds. *Chin. Phys. C* 43 (2019) 013101. [163](#)
- [31] R. Guerrero, R.O. Rodriguez and F Carreras. Fermion bound states in geometrically deformed backgroundmassless fermions localization on domain walls. *Revista Mexicana de Fisica* 66 (2020) 77–81. [163](#)
- [32] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91, 075013 (2015). [166](#), [167](#)
- [33] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [166](#), [167](#)
- [34] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [166](#), [167](#)



## **Conclusion et perspectives**



Depuis une quinzaine d'années, un intérêt particulier est porté à certains effets à basse énergie induits par l'existence de branes cachées dotées d'une copie du Modèle Standard de la physique des particules [1, 2, 3, 4, 5, 6]. À basse énergie, un tel système peut se modéliser par un bi-feuillet non commutatif  $M_4 \times Z_2$  [3]. Les deux feuillettes sont sans épaisseur et séparés d'une distance effective  $\delta = 1/g$ , où  $g$  est la constante de couplage entre les particules associées à la brane visible et à la brane cachée [3]. Ce modèle a permis de mettre en évidence une phénoménologie riche impliquant les neutrons. Un neutron visible a en effet une probabilité  $p \sim g^2$  de basculer dans une brane cachée, devenant ce qu'on appelle un neutron caché.

Dans ce contexte, ces sept dernières années ont été le témoin de la réalisation d'un nouveau type d'expériences, appelées expérience de neutrons passe-murailles, capables de contraindre l'existence de branes cachées grâce à la disparition - réapparition de neutrons dans le voisinage d'un réacteur nucléaire [5, 6]. Le paramètre mesurable expérimentalement lors d'une telle expérience est la probabilité de bascule  $p$  d'un neutron dans une brane cachée ou la constante de couplage neutron - neutron caché  $g$ .

Le présent travail de doctorat s'inscrit dans la continuité de ces investigations. Au cours de ces quatre années, il a été question de mener à bien une nouvelle expérience de neutrons passe-murailles plus performante, baptisée MURMUR, sur le site du BR2 au SCK-CEN à Mol en Belgique, et ce, de son développement à l'analyse et à l'interprétation des résultats expérimentaux dans le cadre de scénarios cosmologiques branaires. MURMUR présente des améliorations par rapport à l'expérience précédente menée à l'ILL en France en 2015 [5, 6] et se caractérise principalement par un régénérateur séparé du détecteur de neutrons.

Le dispositif de détection neutronique bas bruit et le système d'acquisition numérique ont tout d'abord été développés et testés à l'Université de Namur [7]. Le détecteur MURMUR est constitué d'une matrice de 50 kg de plomb employée comme régénérateur, dans laquelle vient s'insérer un compteur proportionnel neutron  $^3\text{He}$ . L'expérience a ensuite été installée sur le site du BR2 à Mol en Belgique. Les améliorations les plus significatives apportées à l'expérience sont un taux de comptage plus compétitif grâce à une soustraction du bruit de fond suite à des campagnes de mesures réalisées à la fois lorsque le réacteur est allumé et éteint, l'utilisation de Pulse-Shape-Discrimination (PSD) et l'utilisation de 50 kg de plomb comme régénérateur de neutrons cachés, séparé du détecteur neutron [7].

Le bruit de fond sur le site du BR2 a ensuite été étudié afin de caractériser l'apport des différentes améliorations [8]. Un blindage de paraffine a dû être mis en place entre MURMUR et le réacteur afin d'éliminer un signal positif produit par une mauvaise absorption des neutrons issus du réacteur nucléaire BR2 [8].

Une campagne de mesures effectuée pendant le Cycle02/2019A du BR2 en avril 2019 ainsi que deux autres menées durant des périodes d'arrêt du réacteur nucléaire en janvier, mai et juin 2019 ont permis de poser une contrainte  $\Gamma_{Det}$  sur le taux de comptage neutronique dans le compteur proportionnel  $^3\text{He}$  après soustraction du bruit de fond [8] :

$$\Gamma_{Det} < 3.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ à } 95\% \text{ CL}$$

Afin d'obtenir une contrainte sur la probabilité de bascule du neutron à partir des mesures expérimentales de MURMUR, des calculs numériques ont été nécessaires. Tout d'abord, l'efficacité de détection en neutrons régénérés du détecteur MURMUR a été établie au moyen de simulations numériques réalisées avec les codes Monte Carlo Geant4 et MCNP [8]. Ensuite, les calculs numériques du flux de neutrons cachés produit par le BR2 ainsi que du taux de neutrons régénérés dans la matrice de plomb et dans le détecteur He-3 ont été réalisés au moyen d'un programme Matlab [8].

L'expérience MURMUR a finalement permis de dériver la contrainte suivante sur la probabilité de bascule d'un neutron  $p$  [8, 9] :

$$p < 4.0 \times 10^{-10} \text{ à } 95\% \text{ CL.}$$

Il doit cependant être souligné que l'efficacité du BR2 à produire des neutrons cachés est inférieure à celle de l'ILL d'un facteur 7.4 [8, 9]. La soustraction du bruit de fond ainsi que l'utilisation d'un régénérateur fait de plomb permettent néanmoins d'obtenir une contrainte similaire à celle de 2016, ce qui est encourageant pour de futures expériences de neutrons passe-murailles à plus grande échelle [8, 9].

En parallèle, un travail théorique a été entrepris afin de replacer les résultats expérimentaux de MUR-MUR dans le contexte de certains scénarios d'univers branaires. Pour ce faire, un modèle phénoménologique, appliqué aux quarks qui constituent le neutron, reposant sur une théorie classique du champ comme limite à basse énergie d'un système à deux branes a été établi [10]. Ce modèle permet de dériver analytiquement la constante de couplage  $g$  en fonction de la distance interbrane, de l'échelle d'énergie des branes, du nombre de dimensions supplémentaires, qu'elles soient compactes, courbées ou non, et de la métrique associée au bulk. L'expression de la constante de couplage  $g$  a été calculée pour une métrique courbée de type Chung-Freese et pour les géométries de bulk suivantes [10, 11] :  $M_4 \times R_1$ ,  $M_4 \times S_1/Z_2$ ,  $M_4 \times R_2$  et  $M_4 \times T_2$ .

Il résulte premièrement de cette étude que l'effet d'une métrique courbée ne peut pas être distingué expérimentalement de l'échelle d'énergie des branes, ce qui conduit à une échelle d'énergie effective, qui prend à la fois en compte l'échelle d'énergie réelle des branes et l'effet de la métrique [10].

L'un des résultats majeurs dans le cas d'un bulk à 5 dimensions est que les échelles d'énergie effectives de Grande Unification et de Planck sont largement accessibles par des expériences disparition - réapparition de neutrons [10]. Ces dernières constituent donc une voie prometteuse pour contraindre des scénarios cosmologiques à deux branes dotées chacune d'une copie du Modèle Standard de la physique des particules. L'échelle d'énergie effective du TeV est quant à elle définitivement écartée en ce qui concerne les scénarios à 5 dimensions non-compactes [10].

L'exploration du bulk  $M_4 \times S_1/Z_2$  - c'est-à-dire un bulk à 5 dimensions avec une dimension supplémentaire compactifiée selon l'orbifold  $S_1/Z_2$  - a permis de démontrer que le scénario de supergravité à 11 dimensions d'Hořava et Witten ne peut pas être contraint par le biais de transitions neutron - neutron caché [11]. En effet, lorsque les deux branes sont localisées aux extrémités du segment de droite  $S_1/Z_2$ , il n'existe plus aucun couplage entre celles-ci. Le phénomène de disparition - réapparition de neutron est donc impossible. En revanche, certains scénarios ekpyrotiques supposent qu'au moins une des branes n'est pas localisée à une extrémité de l'orbifold  $S_1/Z_2$ , situation pour laquelle une expression de  $g$  a pu être établie [11]. Une des conséquences de la compactification de la dimension supplémentaire est la chute de la constante de couplage  $g$  pour des distances interbranes proches de  $\pi R$ , où  $R$  est le rayon de compactification de la dimension supplémentaire [11]. Néanmoins, les résultats des deux expériences de neutrons passe-murailles menées jusqu'alors ont permis d'exclure l'échelle d'énergie effective du TeV dans le cadre de ce scénario [11].

Pour finir, des bulks à 6 dimensions ont été considérés, d'abord dans le cas de deux dimensions larges. L'ajout de plus d'une dimension supplémentaire diminue considérablement les valeurs de la constante de couplage  $g$ , ce qui permet de contraindre ces scénarios, mais empêche actuellement et à court terme d'explorer l'ensemble des paramètres possibles de ces modèles avec des expériences de neutrons passe-murailles [11]. Dans le cas compact à 6 dimensions, la compactification des deux dimensions supplémentaires sur une variété toroïdale implique une chute de la constante de couplage  $g$  de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur pour des distances interbranes proches de  $\pi R$ , où  $R$  est le rayon de compactification des dimensions supplémentaires [11].

En conclusion, alors que les branes dotées d'une copie du Modèle Standard de la physique des particules à l'échelle d'énergie effective du TeV sont déjà exclues expérimentalement pour des bulks à 5 et 6 dimensions non-compactes et compactes [10, 11], celles associées aux échelles de Grande Unification (GUT) et de Planck pourront être soit confirmées, soit rejetées dans le futur dans le cas de bulks à 5 dimensions [10]. En revanche, des expériences futures impliquant la disparition - réapparition de neutrons pourront contraindre des scénarios de bulk à 6 dimensions, mais seront incapables de complètement les exclure [11]. Une telle situation empêche de définitivement fermer cette porte d'investigations théoriques

dans la recherche d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard de la physique des particules et du modèle cosmologique  $\Lambda$ CDM.

De nombreuses perspectives résultent des travaux décrits dans ce manuscrit. Dressons tout d'abord un portrait des perspectives expérimentales. MURMUR est un détecteur prometteur, qui pourrait être déplacé près d'une source de neutrons cachés plus intense, comme celles de l'ILL par exemple, afin d'améliorer la contrainte posée sur la probabilité  $p$  de bascule d'un neutron. Par ailleurs, le recyclage des données issues d'expériences de détection de neutrinos près de réacteurs nucléaires constitue une piste très compétitive et économique qui pourrait être explorée dans les prochaines années. Par exemple, l'expérience STEREO située près du réacteur nucléaire de l'ILL entame actuellement une réanalyse de ses données neutroniques afin d'apporter une nouvelle contrainte, plus stricte, sur la probabilité de bascule. Caractérisée par un grand volume de détection, STEREO pourrait bien parvenir à améliorer très significativement cette dernière.

Concernant les perspectives théoriques de l'étude des scénarios d'univers à deux branes dotées d'une copie du Modèle Standard de la physique, elles sont nombreuses et variées. Il serait intéressant de porter le modèle phénoménologique à davantage de dimensions supplémentaires, afin de s'assurer que la constante de couplage  $g$  poursuit bien sa chute et de définitivement exclure les expériences de neutrons passe-murailles comme moyen de contraindre des modèles à deux branes à plus de deux dimensions supplémentaires. Une autre piste séduisante serait d'étudier la bascule de neutrons dans le cadre de métriques associées à des objets massifs, tels que des trous noirs, afin d'examiner la possibilité de contraindre ces modèles à travers des tests astrophysiques. De même, on pourrait se demander quelles seraient les conséquences de tels transferts de matière dans les premiers instants de l'Univers, ce qui pourrait également permettre de contraindre ces scénarios à l'aide de données cosmologiques.

## Références

- [1] F. Petit and M. Sarrazin. Quantum dynamics of massive particles in a non-commutative two-sheeted space-time. *Phys. Lett. B* 612 (2005) 105-114. [173](#)
- [2] D.J.H. Chung and K. Freese. Lensed density perturbations in braneworlds : An alternative to perturbations from inflation. *Phys. Rev. D* 67 (2003) 103505. [173](#)
- [3] M. Sarrazin and F. Petit. Equivalence between domain-walls and "noncommutative" two-sheeted spacetimes : Model-independent matter swapping between branes. *Phys. Rev. D* 81 (2010) 035014. [173](#)
- [4] M. Sarrazin, G. Pignol, F. Petit and V.V. Nesvizhevsky. Experimental limits on neutron disappearance into another braneworld. *Phys. Lett. B* 712 (2012) 213. [173](#)
- [5] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, F. Petit, G. Terwagne, V. V. Nesvizhevsky. Probing the braneworld hypothesis with a neutron-shining-through-a-wall experiment. *Phys. Rev. D* 91, 075013 (2015). [173](#)
- [6] M. Sarrazin, G. Pignol, J. Lamblin, J. Pinon, O. Méplan, G. Terwagne, P-L. Debarsy, F. Petit, V. V. Nesvizhevsky. Search for passing-through-walls neutrons constrains hidden braneworlds. *Phys. Lett. B* 758 (2016) 14. [173](#)
- [7] C. Stasser, M. Sarrazin and G. Terwagne. Search for neutron-hidden neutron interbrane transitions with murmur, a low-noise neutron passing-through-walls experiment. *EPJ Web of Conferences*, 2019. [173](#)
- [8] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Probing neutron-hidden neutron transitions with the MURMUR experiment. *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 17. [173](#), [174](#)



- [9] C. Stasser, G. Terwagne, J. Lamblin, O. Méplan, G. Pignol, B. Coupé, S. Kalcheva, S. Van Dyck, M. Sarrazin. Murmur : a new low-noise experiment for the search ofneutron-hidden neutron transitions in the context of braneworld scenarios. *PoS (ICHEP 2020) 783*. [173](#), [174](#)
- [10] C. Stasser and M. Sarrazin. Sub-GeV-scale signatures of hidden braneworlds up to the planck scale in a  $SO(3, 1)$ -broken bulk. *Int. J. of Phys. Mod. A 34(05) :1950029 (2019)*. [174](#)
- [11] C. Stasser and M. Sarrazin. Can neutron disappearance/reappearance experiments definitively rule out the existence of hidden braneworlds endowed with a copy of the standard model? *Int. J. Mod. Phys. A 35 (2020) 2050202*. [174](#)