



HAL
open science

Le projet WA105 : un prototype de chambre à projection temporelle à argon liquide diphasique utilisant des détecteurs LEMs

Philippe Cotte

► **To cite this version:**

Philippe Cotte. Le projet WA105 : un prototype de chambre à projection temporelle à argon liquide diphasique utilisant des détecteurs LEMs. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS246 . tel-02382815

HAL Id: tel-02382815

<https://theses.hal.science/tel-02382815>

Submitted on 27 Nov 2019

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.

Le projet WA105 : un prototype de Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide Diphasique utilisant des détecteurs LEMs

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud
au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA),
au sein du Département de Physique des Particules (DPhP)
de l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (IRFU)

École doctorale n°576 Particules Hadrons Énergie et Noyau : Instrumentation,
Image, Cosmos et Simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Physique des particules

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 17 Septembre 2019, par

PHILIPPE COTTE

Composition du Jury :

Alessandra Tonazzo Professeure, Université Paris-Diderot, Laboratoire APC	Présidente
Anselmo Meregaglia Chargé de recherche, Université de Bordeaux, CENBG	Rapporteur
Inés Gil Botella Directrice de recherche, CIEMAT, Madrid	Rapporteuse
Éric Baussan Maître de conférence, Université de Strasbourg, IPHC	Examineur
Philippe Schune Cadre scientifique des EPIC, CEA-Paris Saclay	Examineur
Edoardo Mazzucato Cadre scientifique des EPIC, CEA-Paris Saclay	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu tous les membres de mon Jury pour avoir accepté de relire et corriger ce document, et plus particulièrement mon directeur de thèse Edoardo, pour ses nombreuses relectures et conseils.

Un très grand merci à Thibault, avec qui j'ai partagé mon bureau durant ces trois années, pour son sens de l'humour et pour avoir supporté (voir intégré?) le mien. Merci également à Matthieu et Steven, pour les soirées jeux régulières qu'ils ont organisées et hébergées, ainsi qu'à tous les membres du groupe neutrinos.

Je tiens également à remercier mes collègues et étudiants de l'institut Villebon Georges Charpak, auprès de qui j'ai beaucoup appris, et qui ont rajouté une note rafraîchissante dans la routine du doctorant.

Bien entendu, mes remerciements vont aussi à ma famille et belle famille, pour m'avoir soutenu durant ces trois années et pour avoir réussi à me faire oublier le travail le temps des week-ends. Remerciement tout particulier à Marie, pour de nombreuses raisons qui ne regardent que nous.

J'adresse mes remerciement également à Fred, Jamy et Sabine ainsi qu'à toute l'équipe de C'est Pas Sorcier, qui m'ont donné le goût des sciences dès mon plus jeune âge et qui m'ont poussé à être toujours plus curieux. Merci à stackoverflow.com et à toute sa communauté, ainsi qu'à René Brun, sans qui les débuggage de mes codes auraient pris bien plus de temps.

Table des matières

Introduction	xv
1 La physique des neutrinos	1
1.1 Brève histoire de la physique des particules	1
1.2 Le paradigme des oscillations des neutrinos	5
1.2.1 Genèse de la théorie	5
1.2.2 Pourquoi "Oscillations"?	8
1.2.3 La matrice PMNS	15
1.3 Les effets de matières	17
1.3.1 Le cas à deux saveurs : illustration de l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein . .	17
1.3.2 Le cas à trois saveurs	21
1.4 État de l'art	23
1.4.1 Les connaissances actuelles	23
1.4.2 Ce qu'il reste à découvrir	26
Annexes	29
1.A Le spectre d'énergie des électrons de désintégration β	29
1.B Premières observations directes du neutrino	30
1.C Les trois saveurs de neutrinos	31
1.D Les symétries discrètes du Modèle Standard	33
1.E La masse du neutrino : Dirac ou Majorana?	35
2 DUνE	37

2.1	Les expériences de faisceau longue ligne de base	38
2.1.1	Qu'est ce qu'une expérience d'oscillation de neutrinos d'accélérateurs à longue ligne de base?	38
2.1.2	Expériences passées, actuelles et futures	39
2.2	Objectifs et sensibilité attendues	42
2.2.1	Objectifs scientifiques	42
2.2.2	Ligne de base et gamme d'énergie	43
2.2.3	Sensibilités attendues	44
2.3	Le faisceau et les détecteurs proche et lointain	46
2.3.1	Le faisceau de neutrino	47
2.3.2	Le détecteur proche	48
2.3.3	Le détecteur lointain	50
3	Le projet WA105	53
3.1	Introduction	53
3.2	Les DLArTPC de WA105	54
3.2.1	Avantages et inconvénients de la technologie DLArTPC	54
3.2.2	Le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	56
3.2.3	Le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ de protoDU ν E-DP	59
3.3	Fonctionnement d'une DLArTPC utilisant des LEMs	62
3.3.1	Avalanche de Townsend	62
3.3.2	Extraction des électrons du liquide vers le gaz	64
3.3.3	Lecture des électrons	66
3.3.4	État de l'art	67
3.4	Les processus physiques dans l'argon liquide	70
3.4.1	Pourquoi l'argon liquide?	70
3.4.2	De l'ionisation de l'argon à la dérive des électrons	70
4	Tests et simulations des CRPs de protoDUνE-DP	83
4.1	Les LEMs et anodes de protoDU ν E-DP	83
4.1.1	Les anodes	83
4.1.2	Les Larges Multiplicateurs d'Électrons (LEM)	84
4.2	Préparation, caractérisation et test à l'IRFU et au CERN	84
4.2.1	Production et préparation des LEM	85
4.2.2	Les mesures d'épaisseur des LEM	86
4.2.3	Tests haute tension dans une enceinte haute pression	94
4.2.4	Mesures de gain dans une enceinte haute pression	97
4.2.5	Test de continuité des canaux de lecture des anodes	98
4.2.6	Test des CRPs dans une boîte cryogénique au CERN	99
4.3	Simulation des zones mortes des LEMs	101

4.3.1	Méthode de simulation	101
4.3.2	Résultat : carte d'efficacité	104
4.3.3	Résultat : impact sur la l'énergie reconstruite	105
4.3.4	Limites de cette simulation	106
4.4	Simulation des efficacités de collection de charge	108
4.4.1	Méthodes de simulation	109
4.4.2	Résultats	110
4.4.3	Mesures à Saclay avec des LEM et anodes de $10 \times 10 \text{ cm}^2$	112
4.5	Conclusion et perspectives	113
5	Analyse des performances du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	115
5.1	Introduction	115
5.2	Méthode d'analyse	116
5.2.1	Mesure du gain effectif	116
5.2.2	Principales incertitudes	123
5.3	Données collectées	126
5.3.1	Champs scannés	126
5.3.2	Slow control	128
5.4	Résultats	129
5.4.1	Distributions dQ/ds et ds	129
5.4.2	Stabilité et <i>Charging up</i>	130
5.4.3	Gain en fonction du champ d'extraction	134
5.4.4	Gain en fonction du champ d'amplification	134
5.5	Reconstruction des traces des données à bas champ d'extraction	136
5.5.1	Potentiels problèmes de reconstruction	137
5.5.2	Identification et soustraction du bruit cohérent	138
5.5.3	Reconstruction des traces et transformation de Hough	138
5.5.4	Sélection des traces et résultats	143
5.6	Conclusion et perspectives	143
	Conclusion	145

Table des figures

1.1	Le Modèle Standard de la physique des particules	2
-----	--	---

1.2	Courant chargé et courant neutre	7
1.3	$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L	10
1.4	Les preuves que les neutrinos changent de saveur	12
1.5	L'effet de résonance MSW	20
1.6	Impact de l'ordre des masses, de δ_{CP} et des effets de matière sur $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$	22
1.7	La matrice PMNS	23
1.8	Les deux ordres de masse possibles	26
1.9	Spectre de désintégration β	29
1.10	Section efficace de production de hadron en fonction de l'énergie autour de la masse du boson Z^0	32
1.11	Principe de l'expérience réalisée par C.S. Wu en 1957	34
2.1	L'expérience $DU\nu E$	37
2.2	Possibilité de déterminer l'ordre des masses et de la violation de CP en fonction de la ligne de base	43
2.3	Probabilité de changement de saveur en fonction de E à 1300 km	44
2.4	Distribution de l'énergie des événements attendus dans $DU\nu E$	45
2.5	Sensibilités attendues à l'ordre des masses et à la violation de CP	46
2.6	Schéma de la création d'un faisceau de neutrinos	47
2.7	Flux de neutrinos attendus sans oscillations dans $DU\nu E$	47
2.8	Schéma du détecteur proche de $DU\nu E$	49
2.9	Schéma du détecteur lointain de $DU\nu E$	51
3.1	Schéma d'une chambre à projection temporelle à double phase d'argon liquide	54
3.2	Le projet WA105	55
3.3	Schéma du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	56
3.4	Quelques événements vus dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	57
3.5	Schéma explosé du CRP du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	59
3.6	Schéma du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$	60
3.7	Schéma des CRPs du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$	61
3.8	Cathode et cage de dérive du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$	61
3.9	Photographie de l'intérieur du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$	63
3.10	Câble et système cryogénique du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$	64
3.11	Efficacité d'extraction en fonction du champ électrique	65
3.12	Temps caractéristique l'extraction en fonction du champ électrique	66
3.13	Effet du champ d'extraction sur le gain mesuré dans le prototype de 3 L	67
3.14	Photo d'un amplificateur d'électron	68
3.15	Photo et schéma d'une anode	68
3.16	Gain en fonction du potentiel mesuré par le prototype de 3 L	69
3.17	Distribution de Landau-Vavilov convoluée à une gaussienne	72

3.18	Énergie perdue par unité de longueur d'une MIP en fonction de l'impulsion	74
3.19	Flux de muons cosmique sur terre	75
3.20	Valeur la plus probable de la distribution de Landau-Vavilov en fonction de la distance de dépôt d'énergie	76
3.21	Facteur de recombinaison de la loi de Birk en fonction du dépôt d'énergie par unité de longueur	77
3.22	Scintillation dans une chambre à projection temporelle à argon liquide double phase . . .	78
3.23	Vitesse de dérive des électrons dans de l'argon liquide en fonction du champ électrique . .	80
4.1	Modèle de LEM CFR-34 et CFR-35	84
4.2	Influence de l'épaisseur d'un LEM sur le gain	87
4.3	Schéma de principe et exemple de mesure de la surface d'un LEM avec la technique CCI .	88
4.4	Photographies du dispositif expérimental utilisé pour les mesures d'épaisseur des LEM . .	89
4.5	Calibration du système de mesure CCI	90
4.6	Exemple de mesure de l'épaisseur d'un LEM	91
4.7	Uniformité de l'épaisseur d'un LEM	91
4.8	Résultats des mesures d'épaisseur pour un LEM	92
4.9	Résultats des mesures d'épaisseur pour tous les LEM	93
4.10	Variation attendues du gain pour l'épaisseur moyennes des LEMs mesurés	94
4.11	Zones de mesure des caractéristiques géométriques d'un LEM par ELTOS	95
4.12	Enceinte haute pression	95
4.13	Visualisation des décharges sur les deux modèles de LEM	96
4.14	Mesure du gain dans l'enceinte haute pression	97
4.15	Dispositif de mesure de la continuité des canaux de lecture des anodes	98
4.16	Photo de canaux défailant sur le bord d'une anode	99
4.17	Assemblage d'un CRP au CERN	99
4.18	Un CRP dans la boîte cryogénique au CERN	100
4.19	Décharges observées dans la boîte cryogénique	101
4.20	Résidus de cuivre sur certains <i>rims</i>	102
4.21	Installation de deux CRPs dans le cryostat du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$	102
4.22	Zones mortes d'un LEM modélisé avec ANSYS	103
4.23	Dérive de 10 électrons dans la carte de champ du bord d'un LEM avec Garfield	104
4.24	Probabilité de transmission des zones mortes d'un LEM	105
4.25	Carte d'efficacité d'un LEM du modèle CFR-34 et impact sur la collection de charge	106
4.26	Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la charge totale collectée d'électrons de plusieurs impulsions	107
4.27	Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la charge totale collectée de muons de plusieurs impulsions	107
4.28	Probabilité de transmission d'un électron en fonction de sa position initiale sous le bord d'un LEM du modèle CFR-35	108

4.29	Maille élémentaire d'un LEM modélisée avec ANSYS	109
4.30	Influence des variations des champs d'extraction et d'induction sur le champ électrique aux limites du LEM	109
4.31	Points de départ et d'arrivé des électrons à travers le LEM	111
4.32	Efficacités de collection du LEM et de l'anode en fonction des champs électriques à travers le CRP	112
4.33	Comparaison aux mesures des simulations des efficacités de collection du LEM et de l'anode en fonction des champs électriques à travers le CRP	113
5.1	Quelques événements vus dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	117
5.2	Schéma du CRP du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ vue de dessus	118
5.3	Réponse de l'électronique de lecture	118
5.4	Reconstruction d'un événement dans LArSoft	119
5.5	Schéma du calcul de ds	120
5.6	Illustration de l'algorithme de sélection des muons	121
5.7	Épaisseur des Larges Multiplicateurs d'Électrons (LEMs) du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ et mesure de la capacitance en fonction du niveau de l'interface liquide-gaz	123
5.8	Mesure de la planéité du CRP	124
5.9	Variations des champs d'extraction dues à la déformation du CRP	124
5.10	Efficacité combinée d'extraction et de collection en fonction du champ dans le liquide . . .	125
5.11	Variation de température et de niveau d'argon dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	128
5.12	Pression et température durant l'acquisition 840	129
5.13	Distribution de la charge déposée par unité de longueur dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	130
5.14	Effet des zones mortes des LEMs dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	131
5.15	Distribution de la longueur de dépôt de charge dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	132
5.16	Effet du <i>charging up</i> dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	133
5.17	Variation de la MPV sur la surface du CRP dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	133
5.18	Comportement du gain en fonction du champ d'extraction dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	135
5.19	Gain en fonction du champ d'amplification	136
5.20	Distribution de la charge déposée par unité de longueur dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	137
5.21	Événement de l'acquisition 1197 vue 1 après suppression du bruit cohérent	137
5.22	Supression du bruit cohérent	139
5.23	Transformation de Hough	140
5.24	Transformation de Hough dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	141
5.25	Reconstruction de la charge déposée par unité de longueur dans l'acquisition 1197	142
5.26	Reconstruction de la charge déposée par unité de longueur dans l'acquisition 1199	142
5.27	Test de l'algorithme sur l'acquisition 840	143

Liste des tableaux

1.1	Valeurs de L et E pour différents types d'expériences	23
1.2	Meilleurs ajustements des mesures des paramètres des oscillations des neutrinos	24
2.1	Caractéristiques du faisceau de neutrinos de $DU\nu E$	49
2.2	Performances requises et attendues du détecteur lointain	52
3.1	Caractéristiques des LEMs et anodes utilisé dans le 3L	67
3.2	Propriétés physiques et chimiques de l'argon	71
3.3	Paramètres utilisés dans les équations (3.8), (3.9) et (3.10)	72
3.4	Pertes dues aux impuretés	81
3.5	Charge par unité de longueur attendue au CRP pour un muon au minimum d'ionisation dans l'argon liquide	81
4.1	Caractéristiques des LEMs communes aux deux modèles utilisés dans WA105	85
4.2	Caractéristiques spécifiques aux modèles de LEM utilisés dans proto $DU\nu E$ -DP	85
4.3	Mesures des différentes caractéristiques géométriques des LEM	96
5.1	Constante de conversion $ADC \times \text{bin de temps} \rightarrow fC$	118
5.2	Données collectées dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$	127
5.3	Données collectées dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ normalisées aux conditions d'opération du 3L	128

Acronymes

- ANSYS** Analysis Systems. 102–104, 106, 108, 109, 114, 145
- BSM** au delà du modèle standard, ou *Beyond Standard Model*. 5
- CCI** Imagerie Confocale Chromatique. 86, 88, 89, 92, 96
- CEA** Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives. 83–86, 92, 114, 145
- CERN** Centre Européen pour la Recherche Nucléaire. viii, 4, 38, 40, 51, 53, 60, 75, 83, 90, 97, 99–101, 115, 121, 123, 145
- CNGS** CERN Neutrinos to Gran Sasso. 40
- CRP** plan de lecture de charges. 53, 56–64, 79, 81, 83, 84, 86, 90, 92–94, 96, 99–102, 105–107, 112, 114, 115, 118, 122–128, 133, 134, 144–146
- CRT** identificateur de rayons cosmiques. 58
- DLArTPC** Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide Double Phase. vii, viii, 1, 38, 51, 53–56, 59, 60, 62, 64–67, 70, 71, 75, 79, 83, 85, 86, 94, 108, 115, 116, 134, 146
- DONUT** Direct Observation of the ν_τ . 4, 32
- DU ν E** Deep Underground Neutrino Experiment. vii, viii, 1, 7, 10, 11, 17, 21, 22, 24, 26, 31, 37, 38, 40–45, 47–49, 51–53, 56, 59, 60, 92, 101, 108, 114, 146
- ETHZ** école polytechnique fédérale de Zurich. 83
- FR-4** Flame Resistant 4. 60, 64, 69, 88, 89, 91, 92, 95, 96, 103, 108–110, 114, 131
- ICARUS** Imaging Cosmic And Rare Underground Signals. vii, 31, 38, 39, 51, 71, 76, 77, 79, 81
- Irfu** Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers. 86
- K2K** KEK To Kamioka. 39–41
- LArSoft** Liquid Argon Software. 119, 127, 136–138, 142, 144, 145
- LArTPC** Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide. vii, viii, 38, 42, 49–55, 59, 82, 109, 119, 123

LAS sandwich LEM-Anode. 58, 59, 62

LEM Large Multiplicateur d'Électrons. viii, 53–55, 57, 58, 62–70, 83–98, 100–106, 108–116, 123–127, 130, 131, 133–136, 138, 144–146

MINOS Main Injector Neutrino Oscillation Search. 25, 38–41

MIP particule au minimum d'ionisation. 73

MPV valeur la plus probable. 72–75, 77, 81, 116, 121–123, 127, 128, 131–135, 137, 142, 144

MSW Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein. 20, 21, 27

NO ν A NuMI Off-Axis ν_e Appearance. 17, 22, 25, 27, 31, 38–41

OPERA Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus. 31, 39, 40

PCB circuit imprimé. viii, 53, 62, 83, 98

PEEK Polyetheretherketone. 58

PMNS Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. 6, 12, 15, 25, 27, 37, 39

PMT Tube Photo-Multiplicateur. 56–58, 61–63, 78, 122

ROI région d'intérêt. 119, 120, 137, 140

SNO Observatoire de neutrinos de Sudbury. 5–7, 11, 12, 25, 31

T2HK Tokai To Hyper-Kamiokande. vii, 39, 41

T2K Tokai To Kamioka. 17, 22, 24, 25, 27, 31, 39–41, 48, 50

TPC Chambre à Projection Temporelle. 49, 50, 70, 71

WA105 West Area 105. viii, 1, 51, 53–55, 62, 64–66, 70, 85, 94, 102, 109, 115, 145, 146

Introduction

Les résultats des expériences Super-Kamiokande (1997) et SNO (2005) ont montré que les neutrinos, particules fantomatiques du modèle standard, peuvent changer de saveurs entre leur création et leur détection, ce qui a valu le prix Nobel de physique en 2015 à Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald. Ce phénomène de changement de saveur, appelé oscillation des neutrinos à cause de son caractère ondulatoire, n'est possible que si les neutrinos ont une masse non nulle, ce qui n'est pas prévu dans le modèle standard minimal de la physique des particules. Ce dernier doit donc être étendu afin d'inclure les masses des neutrinos, et il existe plusieurs théories capables de le faire. Ces différentes théories dépendent de l'ordre des masses des neutrinos, encore inconnu. De plus, le modèle théorique prédisant le changement de saveur des neutrinos inclut une phase pouvant violer la symétrie Charge-Parité (CP). Si cette phase est différente de 0 et π , les neutrinos et les antineutrinos ne se comportent pas de la même manière, ce qui pourrait contribuer à expliquer pourquoi l'antimatière a entièrement disparue de l'univers.

L'ordre des masses et la phase de violation CP peuvent être déterminés dans une expérience d'oscillation de neutrinos à longue ligne de base utilisant un faisceau intense de neutrinos en mesurant la probabilité de transition de saveur des neutrinos. Cette probabilité dépend de l'énergie des neutrinos, et une très bonne résolution en énergie ainsi qu'en espace est nécessaire pour être sensible aux effets de l'ordre des masses et de la violation de CP. L'expérience Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), qui commencera à prendre des données fin 2026 aux USA, se propose de mesurer l'ordre des masses et la phase de violation de CP. Elle sera, avec T2HK proposée par le Japon, la troisième génération d'expériences étudiant le phénomène d'oscillation des neutrinos. Elle détectera des neutrinos d'un faisceau produit par le Fermilab, près de Chicago, dans 4 modules de détection de 10 kt basés sur la technologie de Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide (LArTPC), situés à Sanford dans le Dakota du Sud.

Cette technologie, proposée par C. Rubbia en 1977, a été utilisée avec succès pour la détection de neutrinos par ICARUS au début des années 2000, qui a montré la possibilité de reconstruire en trois dimensions et dans un volume de plusieurs mètres cubes les interactions de neutrinos dans l'argon liquide avec une très bonne précision à la fois en espace et en énergie. La proposition d'amélioration de cette technologie, la Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide Double Phase (DLArTPC) proposée par A. Rubbia en 2004, consiste à opérer le détecteur au point d'ébullition de l'argon afin

d'amplifier le signal dans une mince couche d'argon gazeux au sommet du volume d'argon liquide. Ceci permet à la fois d'augmenter le rapport signal sur bruit et la distance de dérive tout en diminuant le seuil de détection et la résolution spatiale.

Le projet West Area 105 (WA105) a achevé la construction en 2019, à la nouvelle plateforme neutrinos du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), d'un démonstrateur de DLArTPC de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ (300 t) basé sur la technologie d'amplification des Larges Multiplicateurs d'Électrons (LEMs). Ces derniers sont des PCB de $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm} \times 1 \text{ mm}$ percés de trous de $500 \mu\text{m}$ dont le gain effectif attendu est de 20 dans le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Les performances de ce démonstrateur seront directement extrapolables aux dimensions de $\text{DU}\nu\text{E}$; il détectera des rayons cosmiques à partir du mois d'août 2019 et a pour but d'évaluer la capacité de la technologie DLArTPC à répondre aux besoins de $\text{DU}\nu\text{E}$ en terme de résolution et de rapport signal sur bruit, ainsi qu'à développer les techniques de construction d'une DLArTPC de plusieurs kilo tonnes. Un premier prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (4,2 t) a été construit entre 2016 et 2017 au CERN afin de démontrer que la technologie peut fonctionner avec des surfaces de lecture de plusieurs mètres carrés et une distance de dérive d'un mètre, et également afin de valider les choix technologiques fait pour la construction du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

Le chapitre 1 de cette thèse consiste en une présentation du phénomène des oscillations des neutrinos, et finit en montrant l'impact de l'ordre des masses et de la violation de CP sur les probabilités de transitions. Le chapitre 2 présente l'expérience $\text{DU}\nu\text{E}$, et termine sur les besoins techniques des détecteurs LArTPC de $\text{DU}\nu\text{E}$. Le chapitre 3 présente le prototype et le démonstrateur du projet WA105 en détail, ainsi que les différents processus physiques se déroulant dans l'argon liquide. Le chapitre 4 est dédié aux tests et à la caractérisations des LEMs et des anodes utilisés dans le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, ainsi qu'à la simulation du passage des électrons issus de l'ionisation de l'argon liquide à travers ces LEMs. Sont particulièrement étudiées les différentes zones mortes de ces derniers ainsi que l'influence des différents champs électriques sur les pertes d'électrons. Dans le chapitre 5, les résultats des prises de données en rayons cosmiques du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont analysés et comparés aux simulations précédentes, qui sont ensuite utilisées pour comparer le gain effectif dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ au gain effectif mesuré par un petit prototype de 3 L en 2013. Le comportement de ce gain effectif en fonction de différents paramètres de fonctionnement est également étudié.

La physique des neutrinos

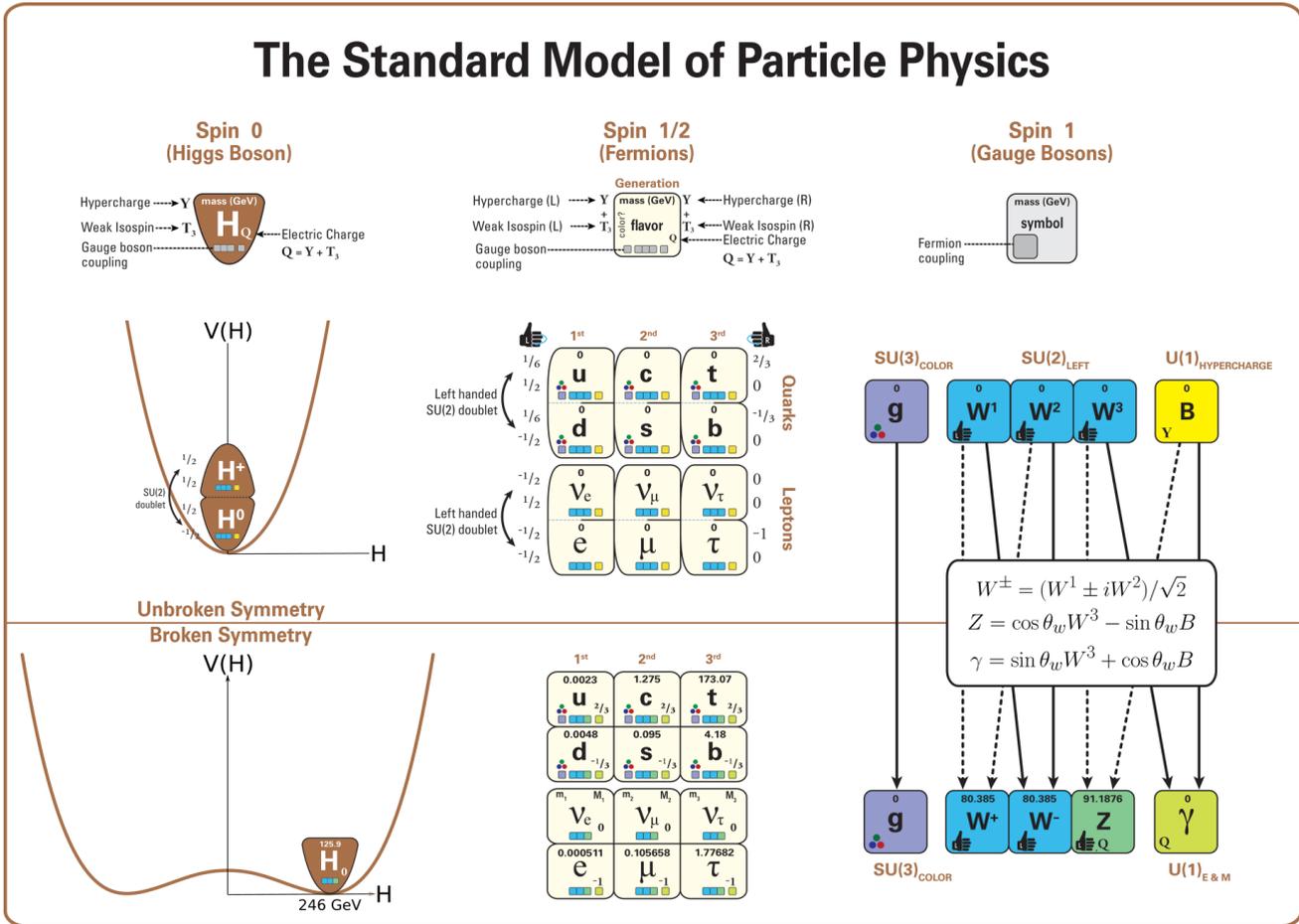
Le projet WA105 teste la technologie DLArTPC à grande échelle dans le but de l'utiliser dans la future expérience de physique des neutrinos $\text{DU}\nu\text{E}$ qui vise à sonder l'ordre des masses et la violation de CP du secteur leptonique, deux inconnues de la physique des neutrinos. Le but de ce chapitre est d'introduire la notion d'oscillation des neutrinos et de faire l'état des lieux de nos connaissances. Il termine en montrant les effets de l'ordre des masses et de la violation de CP sur la probabilité de transition que $\text{DU}\nu\text{E}$ cherchera à détecter.

1.1 Brève histoire de la physique des particules

La physique des particules, dont le Modèle Standard est schématisé en Figure 1.1, est une discipline née de la convergence de l'électromagnétisme, de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. Elle a pour objectif la compréhension du comportement des objets physiques à la plus petite échelle possible.

La première pierre de la mécanique quantique est la discrétisation des rayonnements d'un corps incandescent suggéré par Max Planck en 1900[1]. Einstein, en 1905[2], se basera sur le travail de Planck et proposera la notion de quantum de lumière appelé plus tard "photon" pour expliquer les résultats expérimentaux de l'effet photoélectrique observés en 1839 par Antoine Becquerel et Alexandre Edmond[3]. Il publie sa théorie de la relativité restreinte[4], qui permet de se passer de la notion d'éther luminifère, ainsi que la très célèbre équation $E = mc^2$ [5] la même année. La mécanique quantique continuera à s'étoffer jusqu'en 1930 avec les travaux de Bohr, de Broglie, Pauli, Schrödinger et Heisenberg pour aboutir à l'interprétation de Copenhague[6], qui constitue un nouveau paradigme où la notion de probabilité n'est plus juste issue d'un manque de connaissance mais est une propriété intrinsèque des systèmes physiques. Une des expériences qui illustre le mieux cette notion de probabilité est l'expérience des doubles fentes d'Young réalisée avec des électrons individuels, qui montre que ces derniers peuvent interférer avec eux mêmes[7, 8]. C'est à cette période que Pauli propose l'existence du neutrino[9], nouvelle particule pas encore observée à ce moment là mais dont l'existence est nécessaire au maintien du principe de conservation de l'énergie (voir section 1.A).

Viennent ensuite les théories des interactions fondamentales et des champs de particules. La nécessité d'une interaction forte, responsable de la cohérence du noyau atomique, est entrevue après les



By L. Boyle, modified by P. Cotte. Creative Commons SA

FIGURE 1.1 – Le Modèle Standard de la physique des particules. Voir encadré 1.1.

résultats de l'expérience de Rutherford, démontrant l'existence du noyau. Les bosons, particules de spin entier, sont nommés d'après Satyendranath Bose, qui proposa leur existence en 1923 afin d'expliquer les découvertes de Planck sur les quanta de lumière[10]. En 1926, Oskar Klein et Walter Gordon[11, 12] créent l'équation portant leurs noms, capable de décrire le comportement de particules de spin 0 (un cas particulier de bosons dont fait parti le célèbre boson de Higgs). En 1928, Dirac propose son équation d'onde relativiste décrivant les particules de spin demi-entier, appelé fermions en l'honneur d'Enrico Fermi[13]. Se faisant, il prédit au passage la possibilité de l'existence de l'antimatière, dont le premier représentant, le positron, sera découvert en 1933 par Carl D. Anderson[14]. Fermi propose sa théorie de l'interaction faible, expliquant la désintégration β en 1934[15], qui s'avérera être une approximation du modèle de Yukawa de 1935[16] où les interactions se font via un échange de boson. Feynman, Schwinger et Tomonaga[17, 18, 19] créent la théorie de l'électrodynamique quantique entre 1946 et 1950, ancêtre du Modèle Standard que nous connaissons aujourd'hui. Cette théorie promeut une propriété des équations de Maxwell au rang de principe : le fait que les équations de Maxwell soient apparemment invariantes sous certaines transformations des champs électriques et magnétiques. Cette

ENCADRÉ 1.1– LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

La Figure 1.1 schématise le Modèle Standard de la physique des particules tel que nous le comprenons aujourd’hui. Il repose sur un concept de symétrie et de brisure de symétrie. La ligne du haut représente l’univers dans ses premiers instants ($\sim 10^{-11}$ s), avant que la température moyenne ne descende en dessous du seuil de 160 GeV. Le potentiel de Higgs $V(H)$ (colonne de gauche) était alors symétrique, et son minimum correspondait à un champ de Higgs H nul. Toutes les particules étaient alors de masse nulle. La seconde ligne décrit l’univers tel qu’il est aujourd’hui. Quand la température de l’univers est passée en dessous de 160 GeV, le minimum du potentiel de Higgs correspondait à un champ non nul, baignant tout l’espace et avec lequel les particules interagissent pour acquérir leur masse.

Les deux tableaux du milieu décrivent les fermions, les particules de spin demi-entier. Ils suivent la statistique de Fermi-Dirac, c’est à dire qu’il est impossible pour deux fermions d’être dans le même état quantique. Dans la dernière colonne sont les bosons, médiateurs des interactions fondamentales. Ces dernières sont de spin 1, et suivent la statistique de Bose-Einstein : il n’y a pas de limite au nombre de boson pouvant être dans un même état quantique. Il existe deux versions de chacune de ces particules : une de chiralité gauche, portant un isospin faible demi-entier sensible à l’interaction faible, et une de chiralité droite avec un isospin faible nul, insensible à l’interaction faible. Les deux premières lignes correspondent aux quarks (u , d , c , s , t et b), particules de charge électrique non-entière et portant une charge de couleur, leur permettant de former la matière hadronique via l’interaction forte et ne pouvant exister seuls. Les deux dernières lignes correspondent aux leptons, insensibles à l’interaction forte. Les neutrinos (ν_e , ν_μ et ν_τ) sont électriquement neutres et de masse très faible comparé aux autres particules. Ils peuvent se transformer en/être créés avec leur lepton associé (électron e , muon μ et tau τ) en interagissant avec un boson W^\pm . Ces leptons portent une charge électrique élémentaire négative. La première génération (i.e colonne) de fermions, composée des quark up (u) et down (d), de l’électron et du neutrino électronique, correspond à la matière stable, celle qui constitue tout ce qui nous entoure. Les particules des deux autres générations sont instables (sauf les neutrinos) à cause de leur masse plus importante. Chaque fermion a un antifermion associé (qui ensemble forment l’antimatière), dont toutes les charges sont inversée mais qui a la même masse que le fermion.

Les bosons quant à eux sont des particules de spin 1. Au nombre de 12, ils sont les médiateurs des interactions fondamentales. Les 8 gluons (g) se couplent par interaction forte à toutes les particules portant une charge de couleur. Ils portent chacun une charge et une anticharge de couleur, mais pas de charge électrique ni d’isospin faible. Les bosons massifs chargés W^\pm et le boson massif neutre Z^0 sont médiateurs de l’interaction faible et se couplent à toutes les particules portant un isospin faible demi-entier. Le boson non massif neutre γ (le photon) est médiateur de l’électromagnétisme et ne porte ni charge de couleur ni isospin faible. Ils sont tous les quatre des superpositions linéaires de bosons de masse nulle qui existaient avant la brisure de symétrie.

invariance se traduit, pour la propagation d’une particule chargée dans un champ, par l’invariance de sa probabilité de présence sous un rephasage dont l’argument peut dépendre de l’espace-temps

(transformation dite *locale*). Imposer l'invariance sous cette transformation $U(1)$ locale à l'ensemble du lagrangien libre de cette même particule chargée aboutit à l'apparition de termes d'interaction avec un champ de boson, qui n'est autre que le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique. Une très bonne introduction à ce concept peut se trouver dans "Geometry, particles and fields", de Bjorn Felsager [20].

S'en suivent alors les découvertes de très nombreuses particules : de nombreux mésons, baryons et hadrons, ainsi que le lepton μ , ou muon, qui avait été découvert en 1937[21]. Les théories de Yang et Mills de 1954[22] généralisent l'invariance de jauge $U(1)$ de l'électrodynamique quantique et seront utilisées par Gell-Mann en 1961-1964[23, 24] pour créer la chromodynamique quantique, qui décrit l'interaction forte responsable de la cohésion du noyau atomique, en imposant au lagrangien une invariance par transformation $SU(3)$. La notion de quarks, composants fondamentaux du zoo de particules alors connues, est introduite par la même occasion. Glashow, Salam et Weinberg imposent une invariance $U(1) \otimes SU(2)$ en 1967[25, 26, 27] pour unifier les interactions faible et électromagnétique, et la brisent en utilisant le mécanisme de brisure de symétrie postulé en 1964 par Brout, Englert, Higgs, Hagen, Guralnik et Kibble[28, 29, 30, 31] prédisant l'existence du fameux boson de Higgs pour expliquer la génération des masses des particules massives alors connues (sans brisure de symétrie, toutes les particules seraient de masse nulle!).

Le neutrino électronique est découvert en 1956 par Cowan et Reine[32] auprès d'un réacteur nucléaire et le neutrino muonique est observé en 1962[33] au synchrotron AGS à Brookhaven. Vingt six ans séparent la proposition de l'existence du neutrino par Pauli et sa découverte. Le lepton τ est découvert en 1976[34] avec l'anneau de collision SPEAR à SLAC, les bosons Z^0 et W^\pm , médiateurs de l'interaction faible, en 1983[35, 36] avec l'expérience UA1 du CERN. Le dernier quark, le top, est découvert en 1995[37] au Fermilab. Le neutrino tauique est observé en 2000 par l'expérience Direct Observation of the ν_τ (DONUT)[38] au Fermilab également et finalement le boson de Higgs est découvert en 2012 au LHC du CERN[39]. Toutes les particules prédites et décrites par le Modèle Standard de la physique des particules, dont une représentation est montrée en Figure 1.1, ont alors été observées.

Le puzzle du Modèle Standard est alors complet, et seul quelques phénomènes rares restent encore à observer. Tout ceci laisse cependant les physiciens sur leur faim : le Modèle Standard ne prédit pas tout (matière noire, gravitation...) et présente des particularités qui semblent être des manifestations de phénomènes sous-jacents, notamment les grandes différences entre les masses des trois générations de particules (les trois colonnes "fermions" de la Figure 1.1). En d'autres endroits, le Modèle Standard semble même en désaccord avec les observations, par exemple concernant le moment magnétique du muon, où un désaccord entre la théorie et l'expérience de $3,5\sigma$ est observé[40]. Des théories au-delà du Modèle Standard sont alors mises au point, comme la supersymétrie ou la théorie des cordes[40]. Mais cette quête de nouvelle physique est pour le moment peu concluante : aucune particule supersymétrique n'a été détectée et les énergies actuelles atteintes aux accélérateurs de particules ne permettent pas de tester bon nombre de nouvelles théories.

La communauté de la physique des particules s'est donc tournée vers les neutrinos pour sonder les modèles au delà du modèle standard, ou *Beyond Standard Model* (BSM). Le phénomène d'oscillation de ces derniers, observé à la fin du XX^{ème} et au début du XXI^{ème} siècle par les expériences Super-Kamiokande[41] et Observatoire de neutrinos de Sudbury (SNO)[42], impliquent que les neutrinos ont une masse non nulle, ce que le Modèle Standard ne prenait alors pas en compte. En effet, si les neutrinos avaient une masse, elle était trop faible pour jouer un rôle dans les expériences de physique d'accélérateur. Plusieurs extensions du Modèle Standard sont possibles pour inclure ces masses (voir section 1.E), extension qui implique de la nouvelle physique.

Dans la suite, nous présentons en détail ce phénomène d'oscillation des neutrinos. Pour plus de détails sur la physique des neutrinos en général, voir section 1.A à section 1.E.

1.2 Le paradigme des oscillations des neutrinos

1.2.1 Genèse de la théorie

On désigne habituellement un neutrino par sa saveur : neutrinos électronique (ν_e), muonique (ν_μ) ou tauique (ν_τ). Quand un lepton chargé (électron muon ou tau) interagit avec un boson W , il se transforme en un neutrino de saveur définie (appelons-le ν_α), correspondant à celle du lepton chargé. De la même manière, un neutrino d'une saveur donnée (appelons-le ν_β) se transforme en un lepton chargé de même saveur après interaction avec un boson W . Or, si le neutrino a une masse non nulle, un neutrino produit par un lepton de saveur α peut, après propagation dans l'espace, produire un lepton de saveur $\beta \neq \alpha$. Le premier à avoir soulevé ceci est Bruno Pontecorvo, même s'il ne l'a pas fait en ces termes. En effet, au moment de la publication de ses deux premiers articles[43, 44] sur le sujet à la fin des années 60, seul le neutrino électronique avait été découvert. Pontecorvo parlait de possible transition entre neutrino et antineutrino du fait que le neutrino soit neutre, inspiré par les travaux de Gell-Mann et Païs[45] sur la conversion du \bar{K}^0 en K^0 . Dans son article suivant en 1968[46], tout en gardant la possibilité de conversion des neutrinos vers les antineutrinos, il introduit la possibilité d'une conversion du neutrino électronique vers le neutrino muonique, découvert en 1962[33]. Il prédira également deux résultats importants :

- Si les masses des neutrinos ne sont pas nulles et que la charge leptonique n'est pas conservée, les neutrinos peuvent changer de saveur.
- Dans ce cas, le flux de neutrino en provenance du soleil peut être plus faible que le flux attendu sans changement de saveur.

La première prédiction implique de la physique au-delà du Modèle Standard, puisque ce dernier suppose que les masses des neutrinos sont nulles. La seconde prédiction fut vérifiée en 1970 par Ray Davis avec la Brookhaven Solar Neutrino Experiment[47], à Homestake. Cette expérience trouva un facteur de déficit compris entre 2 et 3. Il ne s'agissait alors pas encore d'une preuve, d'autres théories pouvant expliquer ce phénomène. J. N. Bahcall et R. Davis font d'ailleurs part dans leur article[47] de leurs doutes quant à la précision des modèles solaires utilisés. Néanmoins, ce résultat était un indice

qui a incité les chercheurs à creuser la question.

Le changement de saveur $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ avait été envisagé également entre 1962 et 1963 par deux groupes de physiciens, Katayama, Matsumoto, Tanaka et Yamada[48] puis par Maki, Nakagawa et Sakata[49]. Ces quatre derniers donneront leurs noms, avec Pontecorvo, à la célèbre matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) décrite plus loin, qui gouverne les transitions de saveur des neutrinos. Leur point de départ était différent de celui de Pontecorvo, puisqu'ils visaient à créer une théorie unifiant les leptons et les hadrons. Ils sont également arrivés à la conclusion qu'un changement de saveur des neutrinos implique que ces derniers doivent avoir des masses non nulles.

En 2015, Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald ont reçu le prix Nobel de physique "pour la découverte des oscillations des neutrinos, qui montre que les neutrinos ont une masse" par les expériences SNO et Super-Kamiokande.

ENCADRÉ 1.2 – INTERACTIONS DES NEUTRINOS DANS LA MATIÈRE

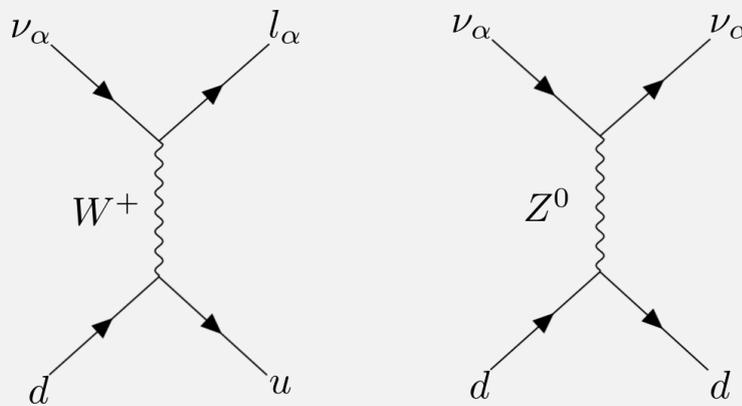


FIGURE 1.2 – Exemple d'interactions courant chargé (CC, gauche) et courant neutre (NC, droite) entre un neutrino et un quark *down*.

Un neutrino n'interagit que via l'interaction faible, et donc via soit un boson W^\pm soit un boson Z^0 .

L'interaction via un boson W^\pm est dite par "courant chargé" et produira nécessairement un lepton de même saveur et de même nature (matière ou antimatière) que le neutrino dans l'état final. Déterminer la saveur de ce lepton permet donc de connaître la saveur du neutrino incident.

Dans l'interaction via boson Z^0 , dite par "courant neutre", le neutrino est encore présent dans l'état final. Une telle interaction ne permet pas de reconstruire la saveur du neutrino.

Dans les deux cas, le neutrino interagira avec le noyau de l'atome du milieu de détection et produira dans l'état final un ou plusieurs hadrons, chargés ou neutre. Pour étudier une probabilité de changement de saveur, il faut donc reconstruire la saveur et l'énergie des neutrinos incidents, et donc mesurer l'énergie et la saveur des leptons produits dans l'état final (électrons et muons pour $DU\nu E$), ainsi que l'énergie des gerbes hadroniques du même état final.

SNO détectait les neutrinos solaires, par interaction par courant chargé (CC) et par courant neutre (NC), permettant d'avoir accès à la fois au flux de neutrinos électroniques (NC et CC) et au flux de neutrinos muoniques et tauiques (NC). La somme des trois flux correspondait bien au flux total prédit par le modèle solaire standard alors que le flux de neutrinos électroniques était inférieur aux prédictions, montrant qu'une partie du flux change de saveur mais que le flux total est conservé.

Super-Kamiokande détecte des neutrinos issus des interactions de rayons cosmiques avec l'atmosphère. Il pouvait ainsi comparer les flux des neutrinos pour différents angles zénithaux, correspondant à des créations du neutrino allant de juste au dessus du détecteur (angle nul) à l'autre bout du globe (angle de π). Comme nous allons le montrer plus loin, la probabilité qu'à un neutrino de changer de saveur dépend de la distance parcourue (équation (1.8)). Une dépendance du flux en l'angle zénithal a donc indiqué un phénomène de changement de saveur dépendant de la distance. La Figure 1.4b montre cette dépendance pour des détections de neutrinos muoniques.

1.2.2 Pourquoi "Oscillations" ?

La base de la théorie des changements de saveur des neutrinos est de dire que les états ν_e , ν_μ et ν_τ sont des états propres d'interaction, mais pas forcément des états propres de l'hamiltonien. Autrement dit, les états propres de saveur sont une composition linéaire des états propres de masse, et inversement. Faire agir l'hamiltonien sur un état de saveur afin de le propager dans l'espace peut modifier ses composantes et donc changer la saveur. Partant de là, nous allons montrer d'où provient le terme "oscillation".

Conventions de notation

- $\hbar = c = 1$ (système d'unité naturelle)
- Nous supposons que les différences de vitesses des différents états de masses sont suffisamment faibles pour approximer les états de masse en onde plane. Les expériences de neutrinos vérifient généralement facilement cette condition ¹.
- ν_e , ν_μ et ν_τ sont les états propres de saveur. Un neutrino est dans un de ces états au moment de son interaction.
- $\nu_{\alpha,\beta,\dots}$ désigne un des trois états propres de saveur.
- $l_{\alpha,\beta,\dots}$ désigne un des trois leptons chargés e , μ ou τ .
- $U_{\alpha i}$ est un élément de la matrice U permettant de passer de la base des états propres de saveur à la base des états propres de masse.
- ν_i avec i un entier non nul désigne un état propre de masse, qui vérifie l'équation

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i \cdot x)} |\nu_i(0)\rangle. \quad (1.1)$$

avec E_i et p_i l'énergie et l'impulsion du neutrino, constantes au cours du temps.

1. À la différence notable des neutrinos d'origine astronomique, ou pour un éventuel neutrino stérile de masse de l'ordre du keV dont la longueur de cohérence est courte par rapport à un neutrino actif de masse inférieur à l'eV.

Superposition des états de masse

Les états propres de saveurs, s'ils ne sont pas des états de masse, sont une superposition linéaire de ces états. On peut donc écrire

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle. \quad (1.3)$$

L'état d'un neutrino initialement créé dans une saveur α est alors :

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(t=0)\rangle \quad (1.4)$$

Son état à un temps $t > 0$ est alors :

$$\begin{aligned} |\nu(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i \cdot t - p_i \cdot x)} |\nu_i(0)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i \cdot t - p_i \cdot x)} \sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle \\ &= \sum_{i,\beta} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i \cdot t - p_i \cdot x)} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

Plusieurs points méritent d'être soulignés ici :

- Un état de saveur α ne peut se transformer qu'en un lepton de même saveur. Les états de saveur doivent donc être orthogonaux.
- Il a été montré expérimentalement qu'il ne peut exister que trois états de saveurs actives (i.e sensibles à l'interaction faible)[40] de masse inférieure à la moitié de celle du boson Z^0 . Il faut donc au moins trois états de masse. S'il existe plus de trois états de masse, il doit alors exister d'autres états, soit plus lourds que le Z^0 , soit insensibles à l'interaction faible, soit les deux. Ceux ci ne sont pas prédits par le Modèle Standard et pourraient constituer une partie de la matière noire.
- La matrice U étant une matrice de changement de base, elle doit être unitaire :

$$\delta_{\alpha\beta} = \langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle = \left\langle \sum_i U_{\alpha i} \nu_i \left| \sum_j U_{\beta j}^* \nu_j \right. \right\rangle = \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta j}^* \langle \nu_i | \nu_j \rangle = \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta j}^* \delta_{ij}.$$

Comme nous ne pouvons détecter que les trois états de saveur ν_e , ν_μ et ν_τ , il convient de travailler avec un matrice 3×3 . La combinaison des mesures actuelles et futures des éléments de cette matrice[50] permettra de tester si cette matrice est unitaire. Si ce n'est pas le cas, cela prouvera l'existence d'états de saveurs encore non observés car alors la matrice 3×3 ne sera qu'une sous-matrice d'une matrice plus grande qui, elle, doit être unitaire.

Avant de détailler cette matrice U , intéressons-nous à la probabilité de changement de saveur.

Quelle est la probabilité de passer d'une saveur β vers une saveur α ?

En notant $|\nu(t)\rangle$ l'état de masse dans lequel se trouve un neutrino à un instant t , cette probabilité est donnée par la projection de l'état de saveur β sur cet état :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle \right|^2. \quad (1.6)$$

En utilisant les équations (1.2) et (1.5) on montre que

$$\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i t - p_i x)}. \quad (1.7)$$

Ici aussi plusieurs choses sont à noter :

- t correspond au temps écoulé entre la création et la disparition du neutrino dans le référentiel du détecteur.
- x correspond à la distance parcourue par le neutrino. Nous la noterons L dans la suite du texte et l'appellerons *ligne de base*. Elle est mesurable puisque c'est la distance entre la source et le détecteur.
- De part leur masse très faible, les neutrinos que nous détectons sont ultra-relativistes. On peut donc faire l'approximation $p_i \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i}$.

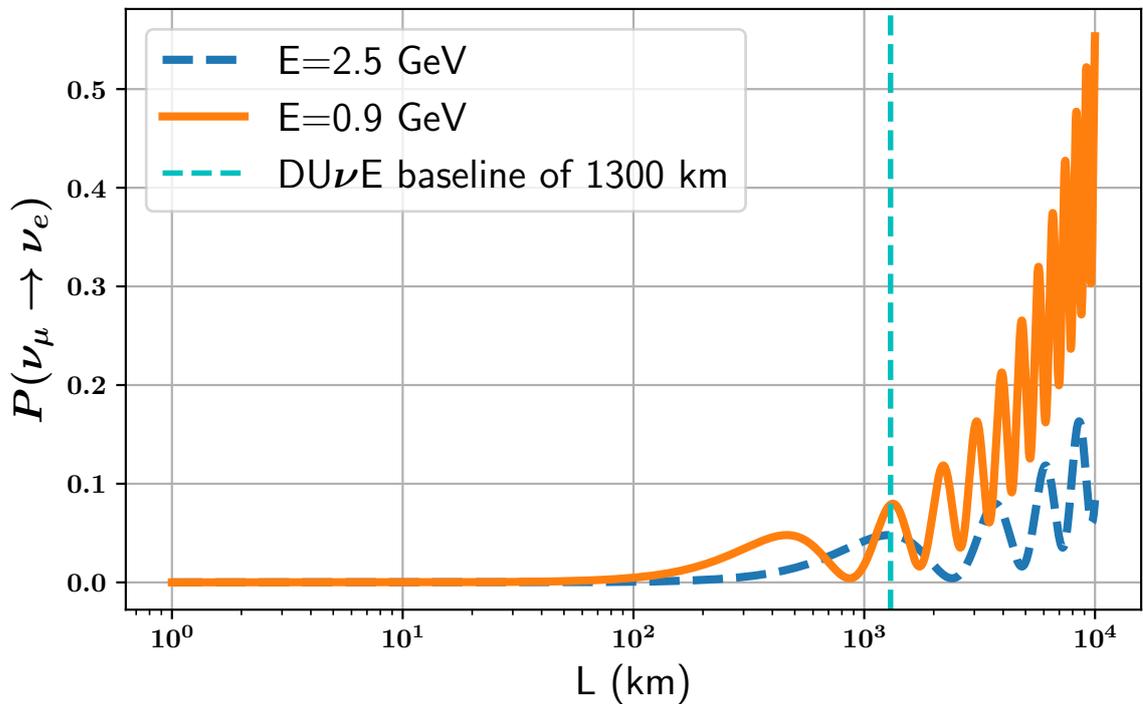


FIGURE 1.3 – $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L pour un neutrino de 0,9 GeV et 2,5 GeV. La ligne verticale représente la ligne de base de DUO. Le faisceau de neutrino envoyé aura des énergies allant de 0,5 GeV et 5 GeV, incluant donc les deux premiers maxima locaux de probabilité.

Il est possible de montrer, à partir du principe d'incertitude de Heisenberg et en considérant les neutrinos comme des paquets d'ondes et non plus comme des ondes planes, que les seules composantes contribuant de manière cohérente au signal sont celles possédant une même énergie E et des masses et impulsions différentes[51]. La probabilité de changement de saveur peut alors s'exprimer :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} \right|^2.$$

Cette expression peut se mettre sous forme sinusoidale[52] :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \operatorname{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{i>j} \operatorname{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

où $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Il peut être utile de définir une longueur d'oscillation $l_{osc} = 4\pi E / \Delta m_{ij}^2$ si l'on souhaite étudier les oscillations en fonction de la ligne de base L pour des énergies fixées, réécrivant alors les termes en \sin et \sin^2 :

$$\sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) = \sin^2 \left(\pi \frac{L}{l_{osc}} \right) \quad (1.9)$$

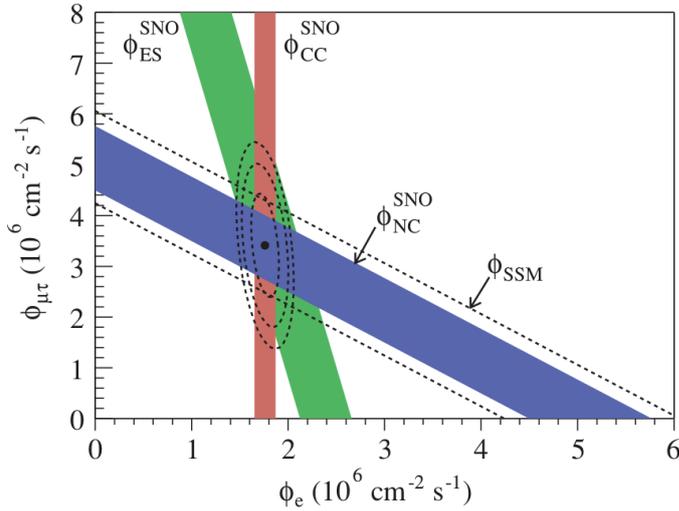
$$\sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) = \sin \left(2\pi \frac{L}{l_{osc}} \right). \quad (1.10)$$

On peut noter cinq choses :

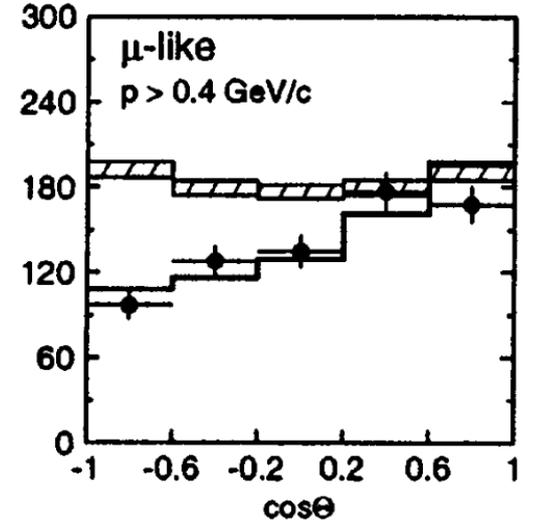
- Le terme "oscillation" est ici évident : la probabilité qu'un neutrino change de saveur est une fonction sinusoidale du rapport $\frac{L}{E}$. L'exemple du changement de saveur $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, important pour les expériences comme DUNE détectant des neutrinos issus de faisceaux, est illustré en Figure 1.3. Ceci implique une variation du flux de neutrinos d'une saveur donnée et d'une énergie fixée en fonction de L , c'est ce qui a permis à Super-Kamiokande de mettre en évidence l'oscillation des neutrinos dans le secteur atmosphérique (voir Figure 1.4b.)
- La masse d'un neutrino ne sera pas accessible par la mesure de la probabilité de changement de saveur : seule une différence de masse au carré est accessible. On ne peut donc pas, avec les oscillations des neutrinos, déterminer les valeurs des masses des neutrinos.
- Si les neutrinos ont des masses nulles ou égales, les termes en Δm_{ij}^2 s'annulent et les probabilités de transitions sont nulles. L'observation du phénomène d'oscillation des neutrinos montre donc bien que deux masses au moins sont non nulles.
- Si les angles de mélanges sont nuls, il n'y a pas d'oscillation même si les neutrinos ont une masse.
- La somme $\sum_{\beta \in \{e, \mu, \nu\}} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ doit être égale à 1 de par l'unitarité de U . Les neutrinos ne disparaissent pas entre leur émission et leur arrivée au détecteur², ils changent de saveur. Mais si une de ces saveurs n'est pas observable parce qu'elle est stérile, alors le flux total observable s'en verra diminué. Les résultats de SNO montrés en Figure 1.4a tendent à montrer que la probabilité

2. Leurs sections efficaces d'interaction sont trop faibles pour impacter le flux mesuré.

de transition vers un tel état est faible, au moins aux valeurs de L/E correspondant aux neutrinos solaires. Depuis, d'autres expériences ont cherché à explorer la piste des neutrinos stériles, et un indice dans ce sens a été publié par l'expérience MiniBooNE[53] en 2018, mais aucune découverte n'a encore été faite.



(a) Composition ν_μ et ν_τ du flux des neutrinos solaires ^8B en fonction de sa composition en ν_e [42]. La prédiction du modèle solaire est $\phi_e = 5,15 \times 10^6 \nu/\text{cm}/\text{s}$. Les traits pointillés indiquent alors les valeurs possibles $\phi_{\mu\tau}$ et ϕ_e si les neutrinos peuvent changer de saveurs. Le flux mesuré par courant chargé ϕ_{CC}^{SNO} n'est sensible qu'aux ν_e et est donc égal à ϕ_e . SNO l'a mesuré autour de $1,76 \times 10^6 \nu/\text{cm}/\text{s}$ (bande verticale rouge). Le flux mesuré par diffusion élastique ϕ_{ES}^{SNO} est égal à $\phi_e + 0,1559\phi_{\mu\tau}$ (bande verte). SNO l'a mesuré autour de $2,39 \times 10^6 \nu/\text{cm}/\text{s}$. Le flux de courant neutre ϕ_{NC}^{SNO} est sensible de manière égale aux trois saveurs et est donc égal à $\phi_e + \phi_{\mu\tau}$, soit au flux total attendu. SNO le mesure autour de $5,09 \times 10^6 \nu/\text{cm}/\text{s}$, compatible avec la prédiction. Le fait que ces trois bandes s'interceptent en un même point indique que le flux total de neutrinos est en accord avec la prédiction, mais qu'il n'est pas composé uniquement de ν_e , indiquant un changement de saveur.



(b) Nombre de neutrinos muoniques mesurés par Super-Kamiokande (traits pleins) et prédit par le Monte Carlo en l'absence de changement de saveur (surfaces hachurées) pour un an et demi de prises de données, en fonction l'angle entre la verticale et la direction du neutrino[41]. Un cosinus négatif correspond à un neutrino ayant traversé la Terre. La différence entre observation et prédiction à grand angle indique une disparition des neutrinos muoniques à grande ligne de base, compatible avec la théorie des oscillations des neutrinos.

FIGURE 1.4 – Les deux graphiques ayant prouvé les changements de saveur des neutrinos : le flux total de neutrinos provenant du soleil est conservé mais sa composition de saveur change, par SNO (gauche). Le nombre de neutrinos muoniques atmosphériques détectés dépend de la ligne de base, par Super-Kamiokande (droite).

On peut immédiatement calculer la même probabilité pour les antineutrinos, en supposant que la symétrie CPT n'est pas violée :

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha). \quad (1.11)$$

La partie réelle de l'équation (1.8) restera inchangée, tandis que la partie imaginaire deviendra négative.

On aura donc :

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) - 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right). \quad (1.12)$$

Et donc, si le dernier terme est différent de 0, les neutrinos et les antineutrinos se comportent différemment, montrant qu'il y a violation de la symétrie de CP dans la matrice PMNS.

Tous les calculs ont été fait en unités naturelles $\hbar = c = 1$. Il convient de repasser en unités SI si on veut pouvoir prédire des grandeurs mesurables. Une rapide analyse dimensionnelle montre que

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} (\text{nat.}) = \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \frac{c^3}{\hbar} (\text{SI}) \simeq 1,27 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \quad (1.13)$$

$$l_{osc}(\text{km}) = \frac{4\pi E \hbar}{\Delta m_{ij}^2 c^3} \simeq 2,48 \frac{E(\text{GeV})}{\Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2)}. \quad (1.14)$$

Deux cas particuliers

Deux cas particuliers et faciles à traiter sont les oscillations à deux saveurs, qui étaient de bonnes approximations pour les premières expériences de mesure de probabilité de changement de saveur, et la probabilité de survie, i.e $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$.

Commençons par la probabilité de survie. L'équation (1.8) nous donne :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j}^* U_{\alpha j}) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j}^* U_{\alpha j}) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \\ &= 1 - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(|U_{\alpha i}|^2 |U_{\alpha j}|^2) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Le terme contenant la partie imaginaire de l'équation (1.8) ayant disparu, cette probabilité sera la même pour les antineutrinos. Il n'est donc pas possible de mesurer l'asymétrie matière-antimatière avec cette probabilité. Le terme oscillant étant en \sin^2 , il n'est pas possible non plus de déterminer le signe de Δm_{ij}^2 en mesurant cette probabilité.

Le cas des oscillations à deux saveurs, correspondant à une probabilité négligeable d'osciller vers la troisième saveur, s'obtient facilement en fixant $n = 2$. Dans ce cas, la matrice U est une simple matrice de rotation à deux dimensions, réelle, avec un paramètre θ :

$$U = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

et la probabilité (1.8) devient

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.17)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\pi \frac{L}{l_{osc}}\right) \quad (1.18)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\pi \frac{L}{l_{osc}}\right) \quad (1.19)$$

avec bien entendu $\alpha \neq \beta$ (il suffit de prendre 1 moins cette probabilité pour avoir la probabilité de conservation). Ici aussi, la violation de CP n'est pas accessible, il n'y aura pas de différence matière-antimatière. Dû au carré du sinus, cette probabilité n'est pas sensible non plus au signe de Δm^2 . Le terme en $\sin^2(2\theta)$ correspond à l'amplitude d'oscillation, c'est à dire la fraction maximale de neutrinos α pouvant se changer en neutrinos β . l_{osc} correspond ici à la distance entre deux maxima ou minima de probabilité de transition.

Dans quels cas cette approximation est-elle valide? Il se trouve que les mesures actuelles ont montré que la différence des masses carrés entre les deux premiers états propres est 25 fois plus faible que les deux autres :

$$|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|. \quad (1.20)$$

De plus, il a été mesuré que le terme U_{e3} est très petit devant 1. Ces deux résultats permettent dans de nombreux cas d'approximer les oscillations à trois saveurs par une oscillation à deux saveurs.

La première approximation qui peut être faite est pratique pour les expériences de neutrinos atmosphériques, de réacteurs et d'accélérateurs à faible et moyenne ligne de base. Dans ces cas, L/E vérifie

$$\Delta m_{21}^2 \frac{L}{2E} \ll 1. \quad (1.21)$$

et tous les termes en \sin et \sin^2 dépendant de Δm_{21}^2 tendent vers 0. La probabilité de transition $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ devient alors

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 4|U_{\alpha 3}|^2|U_{\beta 3}|^2 \sin^2\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right). \quad (1.22)$$

qui est exactement la probabilité de transition dans l'approximation à deux saveurs (1.17) si l'on identifie $4|U_{\alpha 3}|^2|U_{\beta 3}|^2 = \sin^2(2\theta)$.

La seconde approximation est utile lors de l'étude des neutrinos solaires et des expériences à très longue ligne de base. Dans ces cas, L/E est trop grand pour que (1.21) soit vraie. En revanche, les relations suivantes sont vérifiées :

$$\Delta m_{31}^2 \frac{L}{2E} \simeq \Delta m_{32}^2 \frac{L}{2E} \gg 1. \quad (1.23)$$

Dans ce cas les oscillations dues à Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 sont tellement rapides qu'elles donnent lieu à un effet moyen qui donne comme probabilité de survie du neutrino électronique

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^4(\theta_{13}) + \cos^4(\theta_{13}) \left(1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right)\right) \quad (1.24)$$

où les angles θ_{13} et θ_{12} sont introduits dans la section suivante et correspondent à $\sin(\theta_{13}) = U_{e3}$ et $\sin(\theta_{12})\cos(\theta_{13}) = U_{e2}$.

Il est immédiat alors que si l'approximation

$$U_{e3} \ll 1 \quad (1.25)$$

est valide, l'équation précédente devient

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq 1 - \sin^2(2\theta_{12})\sin^2\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right). \quad (1.26)$$

qui correspond à la probabilité de survie à deux saveurs (1.19).

Ces différentes approximations ont été utilisées dans la plupart des expériences d'oscillation des neutrinos jusqu'à aujourd'hui. Le défi des expériences les plus récentes et des expériences futures est d'être sensibles aux effets au delà de ces approximations. En effet, comme nous allons le voir, la matrice PMNS n'a pas encore révélé tous ses secrets.

1.2.3 La matrice PMNS

Généralités

Il est temps de décrire un peu plus en détail la U , également appelé matrice PMNS. Elle est de la forme :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \dots \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & \dots \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & \dots \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}}_U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \dots \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

où les pointillés soulignent le fait que cette matrice n'est pas forcément 3×3 . Cette matrice représente une matrice de changement de base, équivalente à une matrice de rotation complexe à n dimensions. Une telle matrice peut se représenter comme un produit de $\frac{n}{2}(n-1)$ matrices de rotation dans un plan donné [54, 55] :

$$U = u_0(\gamma) \prod_{i < j}^n u_{ij} \quad (1.28)$$

où $u_0(\gamma) = e^{i \sum_i^n \gamma_i \mathbb{I}}$ est une matrice diagonale unitaire arbitraire (γ est un vecteur quelconque) et u_{ij} est une matrice de rotation telle que

$$\begin{aligned} u_{ij} &= e^{\sum_{i=1}^n (\eta_{ij} A_i^j - \eta_{ij}^* A_j^i)}, \\ \eta_{ij} &= \theta_{ij} e^{i\phi_{ij}}, \\ \left(A_i^j\right)_k &= \delta_{ik} \delta_{jl}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Par exemple, la matrice de rotation dans la plan 12 sera

$$u_{12} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{12}) & e^{i\phi_{12}} \sin(\theta_{12}) & 0 & \dots \\ -e^{-i\phi_{12}} \sin(\theta_{12}) & \cos(\theta_{12}) & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Cette matrice aura alors n^2 paramètres réels, $\frac{n}{2}(n-1)$ angles et $\frac{n^2+n}{2}$ phases.

La matrice PMNS à trois dimensions

Jusqu'ici nous avons considéré la matrice U comme ayant une dimension de 3 ou plus, afin de considérer les éventuels neutrinos stériles. Dans la suite, nous supposons que seuls 3 états de saveurs peuvent osciller entre eux. U a alors 3 angles et 6 phases.

Si les neutrinos sont de Dirac, alors les champs des leptons chargés l_α et des états de masse des neutrinos ν_i peuvent être multipliés par une phase complexe³ sans changer ni leur lagrangien libre ni leur lagrangien d'interaction. En d'autres termes, effectuer la transformation

$$l_\alpha \rightarrow e^{i\phi_\alpha} l_\alpha \quad (1.31)$$

$$\nu_i \rightarrow e^{i\phi_i} \nu_i \quad (1.32)$$

laisse la physique invariante. Un terme d'interaction lepton-neutrino comporte $\sum_\alpha \bar{l}_{\alpha L} \gamma^\mu \sum_i U_{\alpha i} \nu_{iL}$, où $\bar{l}_{\alpha L}$ est le conjugué de Dirac de $l_{\alpha L}$ et γ^μ sont les matrices de Dirac. On utilise cette liberté dans le choix des phases des champs pour redéfinir U de la manière suivante :

$$U_{\alpha i} \rightarrow e^{i(\phi_\alpha - \phi_i)} U_{\alpha i}. \quad (1.33)$$

U est alors affectée par les différences de phase ($\phi_\alpha - \phi_i$). Il y en a 5 indépendantes, qui peuvent absorber autant de phases de la matrice U , laissant une phase dans une des matrices u_{ij} . La paramétrisation utilisée par la communauté de la physique des neutrinos est celle qui place cette phase dans la matrice u_{13} .

Si les neutrinos sont de Majorana, on ne peut pas rephaser le champ des états de masse des neutrinos. En effet, le terme de masse d'un neutrino de Majorana (voir équation (1.63)) deviendrait complexe. Seuls les 3 leptons chargés peuvent donc être rephasés, et donc seules 3 phases peuvent être absorbées. La paramétrisation de U à laquelle nous aboutissons est alors la suivante, en notant $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ et

3. La phase affectant les champs de chiralité droite doit être opposée à celle affectant les champs de chiralité gauche afin de laisser invariant le terme de masse de Dirac (1.61).

$s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ -0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

La dernière matrice correspond aux phases restantes si les neutrinos sont de Majorana. Cette dernière n'a aucune influence sur les probabilités de changement de saveur. La phase dans la seconde matrice est appelée phase de violation CP, terme qui sera justifié dans la prochaine section.

Développement limité de la matrice PMNS, ordre de masse et terme de violation de CP

L'approximation (1.21) permet de simplifier certaines probabilités en les exprimant comme des oscillations à deux saveurs. Pour les expériences les plus récentes comme NuMI Off-Axis ν_e Appearance (NO ν A) ou Tokai To Kamioka (T2K) (et DU ν E quand elle prendra des données), les sensibilités seront assez bonnes pour que cette approximation échoue à prédire précisément le spectre attendu. Il est en revanche possible d'utiliser des développements en série autour de $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$ jusqu'à l'ordre 2 sans perdre en précision. Cette approche est valable pour des énergies supérieures ou égales au GeV et des lignes de bases inférieures à la dizaine de milliers de kilomètres[56], et est donc particulièrement utile pour les expériences de neutrinos d'accélérateurs. La probabilité la plus recherchée par ces expériences, à savoir $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$, s'écrit alors[57] :

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq & \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right) + \cos^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right) \\ & + \frac{1}{2} \cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \cos(\delta_{CP}) \sin\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right) \sin\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{2E}\right) \\ & - \cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \sin(\delta_{CP}) \sin\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right) \sin^2\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right). \end{aligned} \quad (1.36)$$

La Figure 1.6 montre cette probabilité de transition en fonction de L/E à une ligne de base de 3000 km. Comme il est souligné dans [57], on peut réécrire cette probabilité sous une forme plus compacte :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq A_{atm}^2 + A_{sol}^2 + 2 \cos(\theta_{13}) A_{atm} A_{sol} \cos\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E} + \delta_{CP}\right) \quad (1.37)$$

où $A_{atm} = \sin(\theta_{23}) \sin(2\theta_{13}) \sin\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right)$ et $A_{sol} = \cos(\theta_{23}) \sin(2\theta_{12}) \sin\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E}\right)$. Le dernier terme sera sensible à la phase de violation de CP. L'effet de ce terme sur la probabilité de transition est montré à la Figure 1.6b.

1.3 Les effets de matières

Jusqu'à présent, nous n'avons parlé que des neutrinos oscillant dans le vide. En pratique, seulement très peu de cas y correspondent : les neutrinos issus du soleil ou de supernovae traversent des milieux

très denses avant de se propager dans le vide, les neutrinos atmosphériques peuvent traverser la Terre avant d'être détectés, et les expériences de réacteurs ou d'accélérateurs à longue ligne de base détectent les neutrinos après qu'ils aient traversé la croûte terrestre.

1.3.1 Le cas à deux saveurs : illustration de l'effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein

Modification de l'Hamiltonien et nouveaux états propres

La première question à se poser est : comment les neutrinos interagissent-ils avec la matière ? Seule la diffusion vers l'avant a un effet sur les oscillations[58, 59] et résulte d'un potentiel V_α , différent d'une saveur de neutrino à l'autre. Cette diffusion peut être induite par courant chargé (échange d'un boson W^\pm) entre un neutrino électronique et un électron, ou par un courant neutre (échange d'un boson Z) entre n'importe quelle saveur de neutrino et un proton, un neutron ou un électron.

Le courant chargé est décrit, à basse énergie, par l'hamiltonien effectif[59]

$$H_{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)e] [\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)\nu_e]. \quad (1.38)$$

où G_F est la constante de Fermi. Pour calculer l'effet de la diffusion vers l'avant, on peut fixer les états des neutrinos et intégrer sur les états des électrons :

$$H_{eff}(\nu_e) = \langle H_{CC} \rangle_e \equiv \bar{e}V_e\nu_e \quad (1.39)$$

où V_e correspond au potentiel V_α pour les neutrinos électroniques. Ce qui donne après calcul pour un milieu non polarisé et d'impulsion résultante nulle[59]

$$V_{e,CC} = V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e \quad (1.40)$$

où N_e est la densité d'électrons. Concernant les termes de courant neutre, les contributions des protons et des électrons s'annuleront si la matière est électriquement neutre, ce que l'on va supposer ici. Seule le terme des neutrons reste et s'écrit

$$V_{\alpha,NC} = -\frac{G_F N_n}{\sqrt{2}} \quad (1.41)$$

où N_n est la densité de neutrons. On a alors

$$V_e = \sqrt{2}G_F \left(N_e - \frac{N_n}{2} \right), \quad V_\mu = V_\tau = -\frac{G_F N_n}{\sqrt{2}}. \quad (1.42)$$

Les signes des potentiels sont inversés dans le cas des antineutrinos. En l'absence de matière, les états propres de l'hamiltonien sont les états propres de masses et suivent l'équation :

$$i \frac{d}{dt} |v_i\rangle = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} |v_i\rangle. \quad (1.43)$$

Dans la base des états de saveurs, l'équation d'évolution s'écrit alors

$$i \frac{d}{dt} |v_\alpha\rangle = U \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} U^\dagger |v_\alpha\rangle. \quad (1.44)$$

Dans l'approximation ultra-relativiste on peut écrire $E_i \simeq p + \frac{m_i^2}{2E}$. On peut effectuer un rephasage pour enlever les termes diagonaux égaux. En utilisant l'équation (1.16), on obtient alors :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos(2\theta_0) & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin(2\theta_0) \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin(2\theta_0) & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos(2\theta_0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

où ν_e et ν_μ sont des amplitudes de probabilité dépendantes du temps. Pour avoir cette équation dans la matière, il faut rajouter aux termes diagonaux les potentiels V_e et V_μ . Ces termes ont en commun $-\frac{G_F N_e}{\sqrt{2}}$, qui correspond au courant neutre, et qui pourra donc être éliminé par rephasage. On se retrouve donc avec l'équation

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos(2\theta_0) + \sqrt{2} G_F N_e & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin(2\theta_0) \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin(2\theta_0) & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos(2\theta_0) \end{pmatrix}}_{H_m} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.46)$$

Si on s'intéresse au cas de l'oscillation à deux saveurs $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\tau$, on a juste à remplacer les ν_μ par des ν_τ . Dans le cas de l'oscillation $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau$ en revanche, il n'y a pas de termes de courant chargé, et il n'y a donc pas de différence avec le cas dans le vide.

La diagonalisation de H_m donne des vecteurs propres et une nouvelle matrice de mélange s'écrivant :

$$\begin{pmatrix} \nu_A \\ \nu_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.47)$$

avec

$$\tan(2\theta) = \frac{\frac{\Delta m^2}{4E} \sin(2\theta_0)}{\frac{\Delta m^2}{4E} \cos(2\theta_0) - \sqrt{2} G_F N_e}. \quad (1.48)$$

Comme θ et θ_0 sont différents, ces nouveaux états propres de propagation dans la matière ne sont pas les mêmes que les états propres de propagation dans le vide. On les appellera états propres de matière. La différence des énergies propres E_A et E_B est alors de

$$E_A - E_B = \sqrt{\left(\frac{\Delta m^2}{2E} \cos(2\theta_0) - \sqrt{2} G_F N_e \right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2}{2E} \sin(2\theta_0) \right)^2}. \quad (1.49)$$

On peut alors calculer la probabilité de transition de $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\pi \frac{L}{l_m}\right) \quad (1.50)$$

avec $l_m = \frac{2\pi}{E_A - E_B}$ la longueur d'oscillation dans la matière. Cette probabilité a la même forme que celle dans le vide (1.17). Dans la limite où $N_e \rightarrow 0$, on a $l_m \rightarrow 4\pi E / \Delta m^2$ et $\theta \rightarrow \theta_0$, redonnant bien (1.17).

L'effet de résonance Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein

La nouvelle amplitude d'oscillation $\sin^2(2\theta)$ s'écrit maintenant

$$\sin^2(2\theta) = \frac{\left(\frac{\Delta m^2}{2E} \sin(2\theta_0) \right)^2}{\left(\frac{\Delta m^2}{2E} \cos(2\theta_0) - \sqrt{2} G_F N_e \right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2}{2E} \sin(2\theta_0) \right)^2}. \quad (1.51)$$

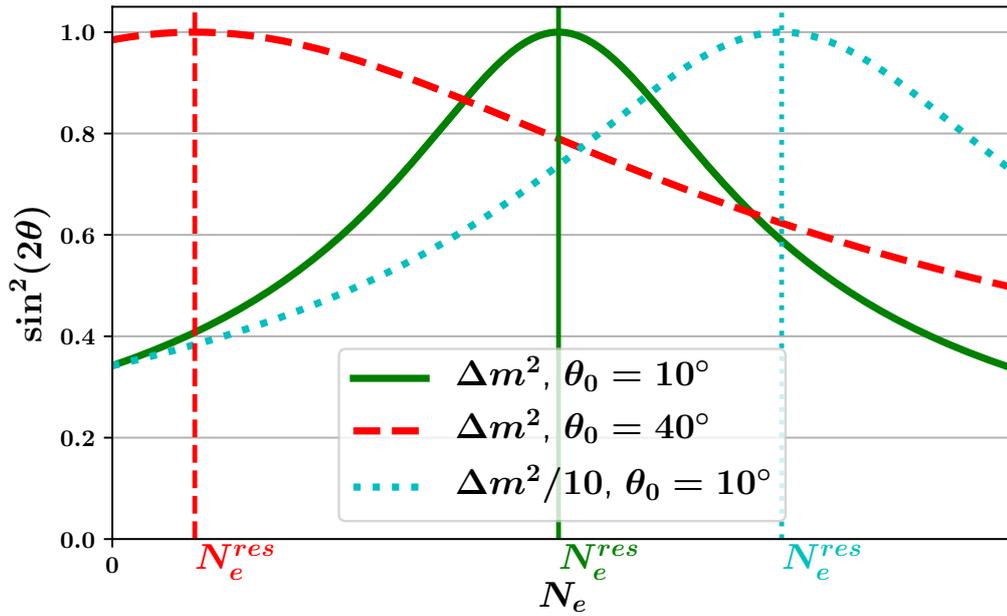


FIGURE 1.5 – Amplitude de probabilité de changement de saveur de neutrinos se propageant dans la matière (approximation à deux saveurs) en fonction de la densité d'électron N_e , pour différents angles de mélange dans le vide et différentes différences de masse au carré : il existe une valeur de N_e où cette probabilité est de 1.

Cette amplitude est représentée en fonction de la densité N_e sur la Figure 1.5. On voit qu'elle a un maximum de 1 quand $N_e = N_e^{res}$ et qu'elle tend vers 0 à $\pm\infty$, et ce peu importe l'angle θ_0 . Autrement dit, même pour un très petit angle de mélange dans le vide, la probabilité de changement de saveur peut être de 1 si la densité d'électrons dans le milieu traversé atteint une valeur de résonance

$$N_e^{res} = \frac{\Delta m^2 \cos(2\theta_0)}{2\sqrt{2}G_F E}. \quad (1.52)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro. Cet effet, appelé effet Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein (MSW), doit être pris en compte dans les expériences de neutrinos solaires, où la densité décroît depuis le centre du soleil jusqu'à sa surface, dans le cas des neutrinos atmosphériques traversant la Terre, dont le profil de densité peut être vu comme une succession de différentes densités constantes, et dans les expériences à longue ligne de base de réacteur et d'accélérateur, où les électrons traversent la croûte terrestre, dont la densité est en bonne approximation constante.

Six choses sont à noter :

- Les effets de matière sont sensibles au signe de Δm^2 .
- Il y a une condition à remplir pour que cette résonance soit possible : il faut que $\frac{\Delta m^2}{2E} \cos(2\theta_0) > 0$ dans le cas des neutrinos et $\frac{\Delta m^2}{2E} \cos(2\theta_0) < 0$ dans le cas des antineutrinos, puisqu'une densité ne peut être négative. Il ne peut donc pas y avoir de résonance à la fois pour les neutrinos *et* pour les antineutrinos. Cet effet induit donc une violation de CP macroscopique dans l'observation

des oscillations dans la matière, qui n'a rien à voir avec la phase de violation de CP de la matrice PMNS, et qu'il convient de modéliser précisément pour toute tentative de mesure de δ_{CP} .

- Si l'angle de mélange dans le vide est strictement nul, il ne peut pas y avoir de résonance. En effet, dans ce cas, l'équation (1.48) donne $\tan(2\theta) = 0$ et donc $\theta = \frac{\pi}{2}$, rendant les états propres de saveurs orthogonaux et donc non-mélangés.
- Si N_e est variable le long du parcours des neutrinos, ce qui est le cas des neutrinos solaires ou des neutrinos passant par le centre de la Terre, la résonance est atteinte si au moins une région à un N_e satisfaisant (1.52). Ces cas ne correspondant pas aux expériences de neutrinos d'accélérateurs à longue ligne de base, aussi nous ne les détaillons pas. Un traitement de ces cas peut être trouvé ici [59].
- Si les neutrinos ont un spectre en énergie relativement large, la résonance ne peut être atteinte que par une certaine partie du spectre seulement.
- En pratique, pour une source de neutrinos donnée, l'effet MSW se manifestera pour deux régions d'énergie, correspondant à la condition (1.52) satisfaite avec Δm_{21}^2 ou $\Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{32}^2$.

1.3.2 Le cas à trois saveurs

Le calcul des effets de matière à trois saveurs suit la même logique que le cas à deux saveurs : il faut définir un nouvel Hamiltonien comme dans l'équation (1.46) et le diagonaliser pour trouver les nouveaux vecteurs et valeurs propres et la matrice de mélange dans la matière. Les calculs sont effectués en détails par Freund [56]. Un point est à souligner : le calcul des vecteurs et valeurs propres s'effectue par développement en série, autour de $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2 \simeq 0.03$, et est valable pour des lignes de bases inférieure à la dizaine de milliers de kilomètres. Il en ressort deux résultats possibles, dépendant du paramètre $A = \frac{2V_{CC}E}{\Delta m_{31}^2} = 2\sqrt{2}G_F N_e E / \Delta m_{31}^2$. Le développement présenté ci-après n'est valable que pour $A > \alpha$ et $E < 0,35 \text{ GeV}$, où la résonance MSW solaire n'a pas d'impact sur la probabilité $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ [56]. Dans une expérience où les effets de matière sont dus uniquement à la croûte terrestre (ce sera le cas de $\text{DU}\nu\text{E}$), le paramètre A est égal ⁴ à $0.13 \times E$ avec E en GeV.

En prenant en compte les effets de matière, la probabilité $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ développée dans l'équation (1.36), qui est d'intérêt pour les expériences de neutrinos d'accélérateurs, devient alors[57]

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq & \sin^2(\theta_{23}) \frac{\sin^2(2\theta_{13})}{(A-1)^2} \sin^2[(A-1)\Delta_{31}] + \alpha^2 \cos^2(\theta_{23}) \frac{\sin^2(2\theta_{12})}{A^2} \sin^2(A\Delta_{31}) \\
 & + \alpha \frac{\cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \cos(\delta_{CP})}{A(1-A)} \cos(\Delta_{31}) \sin(A\Delta_{31}) \sin[(1-A)\Delta_{31}] \\
 & - \alpha \frac{\cos(\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \sin(\delta_{CP})}{A(1-A)} \sin(\Delta_{31}) \sin(A\Delta_{31}) \sin[(1-A)\Delta_{31}]
 \end{aligned} \tag{1.53}$$

où $\Delta_{31} = \Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}$. Le premier terme, où α n'apparaît pas, est dominé par Δm_{31}^2 . Le second terme, fortement supprimé par α^2 , est dominé par Δm_{21}^2 . Pour avoir la probabilité $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$, il faut alors

4. En utilisant $N_e = 2.2 \times N_A / \text{cm}^3$ [40] et après multiplication par $c^3 \hbar^3$ pour adimensionner A .

inverser le signe de δ_{CP} et de A . Changer le signe de δ_{CP} change le signe du dernier terme, en $\sin(\delta_{CP})$, alors que changer le signe de A aura une influence sur tous les termes sauf le second. La Figure 1.6d montre les effets de la matière de la croûte terrestre sur $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L/E à $L = 3000$ km. On peut voir que ces effets de matière sont plus importants au premier maximum, correspondant à une plus grande énergie, et plus faible au second maximum.

Les expériences cherchant à mesurer une différence entre $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ et $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ afin de déterminer δ_{CP} devront donc favoriser les plus faibles lignes de bases, afin de s'affranchir des effets de matières (c'est ce que fait T2K et ce que fera Hyper-Kamiokande). À l'inverse, une très longue ligne de base est préférable pour les mesures du signe de Δm_{31}^2 (c'est ce que fait NO ν A et ce que fera DU ν E), mais la sensibilité à δ_{CP} en sera diminuée. A noter qu'il est théoriquement possible de mesurer δ_{CP} et le signe de Δm_{31}^2 en étudiant uniquement $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ étant donné que les valeurs de A et δ_{CP} ont un impact direct sur $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$. Mais une comparaison neutrino-antineutrino, en plus d'accroître la sensibilité à δ_{CP} , permettra d'observer directement l'asymétrie matière-antimatière. La Figure 1.6b montre l'effet de δ_{CP} sur la probabilité de transition sans effets de matière : plus L/E augmente (et donc, à L fixé, plus E diminue) plus l'effet est important. Or, comme nous l'avons dit plus haut, l'effet de matière est plus faible au second maximum. Une expérience à longue ligne de base peut donc espérer déterminer la violation de CP si elle peut atteindre ce second maximum.

1.4 État de l'art

1.4.1 Les connaissances actuelles

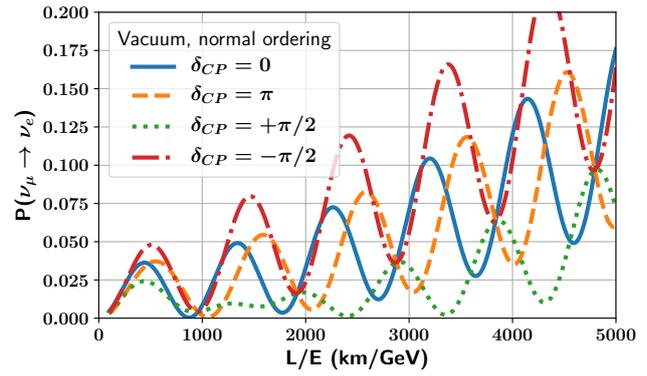
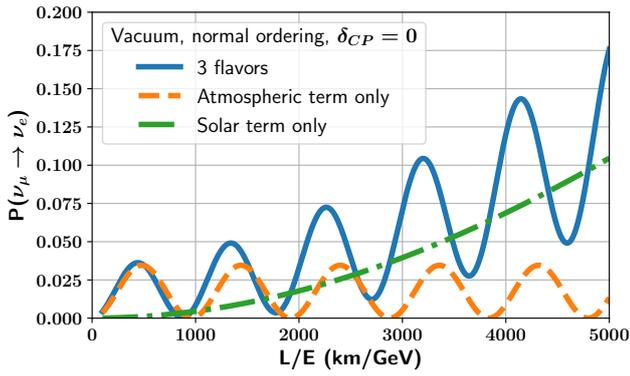
Type d'expérience	L [m]	E [MeV]	Δm^2 [eV ²]
Solaire	10^{11}	1	10^{-11}
Atmosphérique	$10^4 - 10^7$	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{-4}$
Réacteur	$10^2 - 10^6$	1	$10^{-2} - 10^{-6}$
Accélérateur	10^2	$10^3 - 10^4$	$\gtrsim 0,1$
Accélérateur à longue ligne de base	$10^5 - 10^6$	10^4	$10^{-2} - 10^{-3}$

TABLE 1.1 – Valeurs de L et E pour différents types d'expériences et valeur mesurables de Δm^2 .

Il existe plusieurs sources capables de nous donner des renseignements sur les oscillations des neutrinos. La nature des informations accessibles dépend principalement des énergies E et des lignes de base L . Le Tableau 1.1 présente ces différentes grandeurs pour les types d'expériences présentées ci-dessous, et précise les valeurs de Δm^2 mesurables.

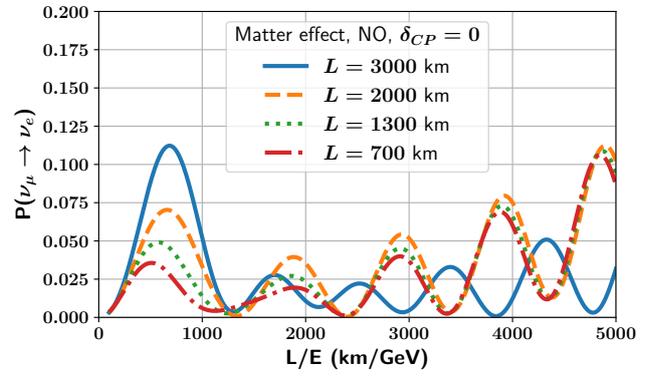
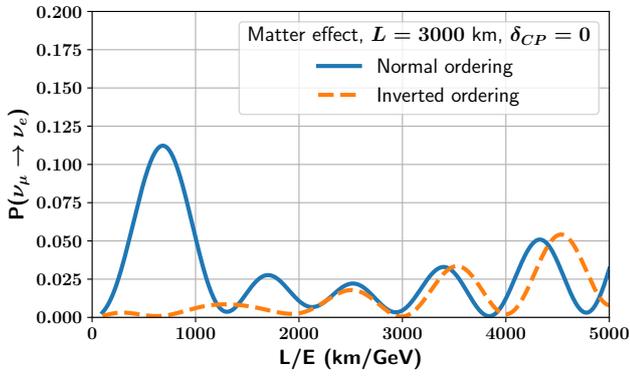
Il y a des sources naturelles :

- Les neutrinos solaires, issus des réactions de fusion nucléaire au coeur du soleil, sont des ν_e à leur création mais un certain nombre auront oscillé vers une autre saveur en quittant le soleil dû aux effets de matière décrits en section 1.3. Plusieurs réactions entrent en jeu, chacune produisant des neutrinos d'énergies différentes et à des flux différents. Ces neutrinos sont caractérisés par une



(a) Oscillation de la probabilité de transition à trois saveurs de $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L/E sans effet de matière et avec $\delta_{CP} = 0$.

(b) Effet de la phase de violation de CP sur la probabilité de transition $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L/E , sans effet de matière.



(c) Effet de l'ordre des masses sur la probabilité de transition $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L/E .

(d) Effet de la matière sur la probabilité de transition $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de L/E .

FIGURE 1.6 – Impact de l'ordre des masses, de δ_{CP} et des effets de matière sur $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ à une ligne de base de 3000 km.

$$U = \begin{pmatrix} 0.84 & 0.54 & 0.05 \\ 0.38 & 0.60 & 0.70 \\ 0.38 & 0.60 & 0.70 \end{pmatrix}$$

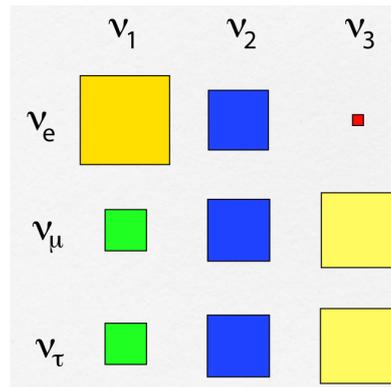


FIGURE 1.7 – Coefficients de la matrice PMNS. Image tirée de [60]. Contrairement à la matrice CKM de mélange des quarks, qui est presque diagonale, le mélange des saveurs est très important dans le secteur leptonique.

Paramètre	meilleur ajustement	3σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{ eV}^2]$	7,37	6,93(6%)–7,96(8%)
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$	2,56	2,45(4%)–2,69(5%)
$\sin^2 \theta_{12}$	0,297	0,250(16%)–0,354(19%)
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(23)}^2 > 0$	0,425	0,381(10%)–0,615(45%)
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(23)}^2 < 0$	0,589	0,384(35%)–0,636(8%)
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(23)}^2 > 0$	0,021 5	0,019 0(12%)–0,024 0(12%)
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(23)}^2 < 0$	0,021 6	0,019 0(12%)–0,024 2(12%)
$\delta_{CP}/\pi, \Delta m_{31(23)}^2 > 0$	1,38	2σ : 1,0(28%)–1,9(38%)

TABLE 1.2 – Meilleurs ajustements des mesures des paramètres des oscillations, tirés de la version de 2018 du PDG[40]. Les incertitudes sont données à 3σ , sauf pour δ_{CP} où elles sont données à 2σ .

énergie assez basse (de l'ordre du MeV) mais une ligne de base très longue, à savoir la distance Terre-Soleil.

- Les neutrinos atmosphériques, issus de la désintégrations de mésons et muons produits par les interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère, peuvent être à leur création des $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e$ et $\bar{\nu}_e$. Les neutrinos utilisés pour les mesures de probabilité de transition ont une énergie comprise entre 1 et 100 GeV et une ligne de base allant de 15 km pour les neutrinos arrivant du haut à 12 000 km pour ceux arrivant de l'autre côté du globe. Ces neutrinos subissent les effets de matière en traversant la Terre. Il est donc possible, pour une même source de neutrinos, de couvrir un large spectre de L/E .

et des sources artificielles :

- Les antineutrinos de réacteurs, issus des réactions de fissions au cœur des réacteurs nucléaires, sont des $\bar{\nu}_e$, avec un spectre en énergie allant de 1 à 10 MeV. L'avantage de ces expériences est qu'il est possible, dans une certaine limite, de choisir la ligne de base afin d'optimiser une oscillation autour d'un Δm^2 en fixant une valeur de $1.27\Delta m^2 \frac{L}{E}$ proche de $\pi/2 + n\pi$ afin de maximiser le terme en $\sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E})$.
- Les neutrinos d'accélérateurs, issus de faisceaux produits par l'homme, sont des ν_μ (voir sous-section 2.3.1). L'énergie est ajustable et le spectre peut être choisi de manière à être très piqué autour d'une valeur, comme dans l'expérience T2K, en plaçant le détecteur légèrement hors de l'axe du faisceau[61], ou large, afin de couvrir plusieurs pics de $1.27\Delta m^2 \frac{L}{E} = \pi/2 + n\pi$. Ce sera le cas pour la future expérience DUNE. Une expérience utilisant un faisceau peut choisir l'emplacement de son détecteur lointain, et ainsi privilégier ou non les effets de matières.

Dans les deux cas de sources artificielles, si la ligne de base est grande, les neutrinos traverseront nécessairement la croûte terrestre et des effets de matière entreranno alors en jeu.

Les premières mesures de neutrinos atmosphériques, faites par Super-Kamiokande[41], ont montré que le flux des neutrinos électroniques ne présentait pas particulièrement d'excès ni de déficit, contrairement aux neutrinos muoniques. La probabilité de survie de ces derniers, en utilisant les

approximations (1.21) et (1.25), s'écrit

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right). \quad (1.54)$$

De ce fait, la matrice u_{23} dans l'équation (1.34) est appelée matrice du "secteur atmosphérique". Ce secteur est également accessible grâce aux expériences de neutrinos d'accélérateurs à longue ligne de base, décrites plus en détail au chapitre suivant. Les principales expériences de neutrinos d'accélérateurs ayant fourni des résultats dans le secteur atmosphérique sont K2K[62], T2K[63], NO ν A[64] et Main Injector Neutrino Oscillation Search (MINOS)[65]. La mesure la plus précise à ce jour, issue d'un ajustement global des données actuelles, donne à 3σ $\sin^2(\theta_{23}) = 0,425^{+0,19}_{-0,044}$ [40] si l'ordre des masses est normale (voir section 1.4.2), $\sin^2(\theta_{23}) = 0,589^{+0,047}_{-0,205}$ si elle est inversée. Ceci correspond à $\theta_{23} \simeq 41^\circ$ si l'ordre est normal, et $\theta_{23} \simeq 50^\circ$ si il est inversé.

Les approximations (1.23) et (1.25), donnant la probabilité de survie des neutrinos électroniques venus du soleil (1.26), justifient que la matrice u_{12} dans l'équation (1.34) soit appelée matrice du "secteur solaire". Elle fut la première à être étudiée, surtout par Homestake[66], SAGE[67], Gallex/GNO[68], et plus tard par Kamiokande-II[69], SNO[42], Super-Kamiokande[63] et Borexino[70]. KamLand[71], une expérience de neutrino de réacteur, a également fourni des informations sur le secteur solaire. La mesure la plus précise à ce jour, issue d'un ajustement global des données actuelles donne $\sin^2(\theta_{12}) = 0,297^{+0,057}_{-0,047}$ [40], correspondant à $\theta_{12} \simeq 33^\circ$, où les incertitudes correspondent à 3σ .

Les approximations (1.21) et (1.25) donnent

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E}\right) \quad (1.55)$$

comme probabilité de survie des antineutrinos électroniques, approximations valables pour les expériences de neutrinos de réacteurs. Ceci justifie que la matrice u_{13} soit appelée matrice du "secteur réacteur". La petite valeur de θ_{13} (inférieur à 10°) le rend plus difficilement mesurable. Les mesures des termes solaires et atmosphériques ont permis de déterminer qu'avec une ligne de base d'environ 2 km, un détecteur proche d'un réacteur pouvait mesurer θ_{13} , ce qui a été fait par Daya Bay[72]. Double Chooz[73] et Reno[74] ont également mesuré θ_{13} à des lignes de base de 1 km et 1,4 km respectivement. Les expériences de neutrinos d'accélérateur à longue ligne de base K2K[62], MINOS[65] et T2K[63] ont également fourni des résultats concernant θ_{13} . La mesure la plus précise à ce jour, issue d'un ajustement global des données actuelles donne à 3σ $\sin^2(\theta_{13}) = 0,021 \ 5^{+0,025}_{-0,025}$ [40] si l'ordre des masses est normale (voir section 1.4.2), $\sin^2(\theta_{13}) = 0,021 \ 6^{+0,026}_{-0,026}$ si elle est inversée. Ceci correspond à $\theta_{13} \simeq 8,44^\circ$.

Les mesures les plus précises à ce jour des paramètres d'oscillation sont résumées dans le Tableau 1.2 et la Figure 1.7 montre les valeurs correspondantes des éléments de la matrice PMNS. Il reste actuellement trois grandes inconnues dans le domaine des oscillations des neutrinos. La valeur précise de la phase de violation de CP, l'ordre des masses (quel état de masse est le plus lourd) et l'octant de θ_{23} (est-ce que $\theta_{23} > \pi/4$ ou $\theta_{23} < \pi/4$?).

1.4.2 Ce qu'il reste à découvrir

La découverte des oscillations des neutrinos soulève beaucoup de questions, comme : pourquoi sont-ils aussi légers? Quelle est l'origine de leurs masses? Pourquoi deux différences de masse au carré sont si proches? Les neutrinos sont-ils de Dirac ou de Majorana? La matrice PMNS à 3 dimensions est-elle unitaire? Les neutrinos violent-ils la symétrie CP? Quelle est l'ordre de leur masse? Parmi toutes ces questions, l'expérience $\text{DU}\nu\text{E}$ traitera essentiellement les deux dernières, ainsi que l'octant de θ_{23} .

L'ordre des masses

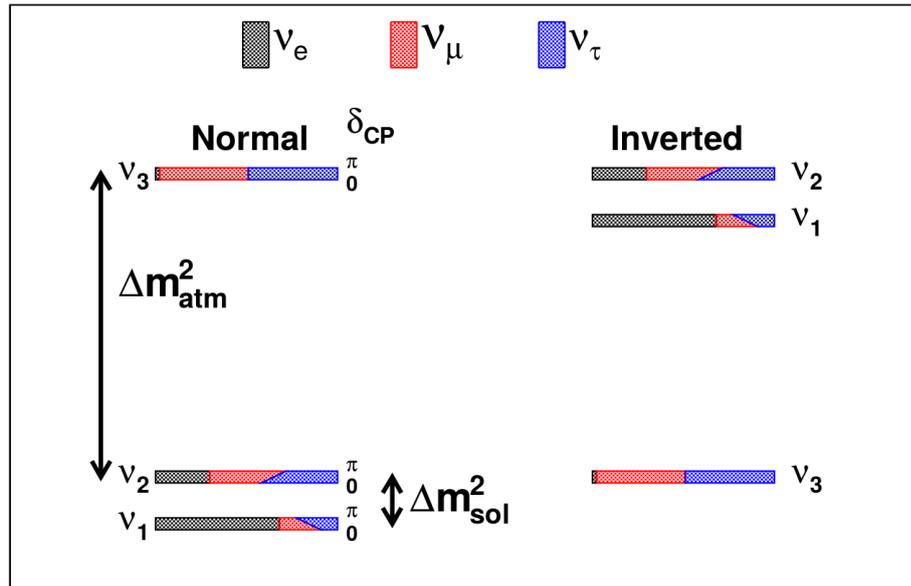


FIGURE 1.8 – Les deux ordres de masse possibles et leurs compositions en états de saveurs en fonction de la valeur de δ_{CP} . Tiré de [75]. $\Delta m_{\text{sol}}^2 = \Delta m_{21}^2$ et $\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{32}^2$.

Les phénomènes observables liés aux oscillations des neutrinos font intervenir des termes de différence de masse au carré. En mesurer deux permet de calculer la troisième sans ambiguïtés. Les données expérimentales des expériences d'oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques ont montré qu'il existe un certain ordre dans les masses des neutrinos. En effet, elles sont telles que

$$|\Delta m_{21}^2| \ll |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2| \quad (1.56)$$

Ceci peut correspondre à quatre ordres différents pour les 3 masses m_1 , m_2 et m_3 . Les observations des oscillations dans le secteur solaire impliquent que $\Delta m_{21}^2 > 0$ [40]. Il reste alors deux possibilités. La Figure 1.8 montre ces deux possibilités ainsi que leur composantes respective en ν_e , ν_μ et ν_τ , pour des valeurs de δ_{CP} allant de 0 à π [75]. La convention est d'appeler le cas $m_1 < m_2 < m_3$ ordre normal et le cas $m_3 < m_1 < m_2$ ordre inversé. La Figure 1.6c montre l'effet de l'ordre de masse, en prenant en compte les effets de matière, sur la probabilité de transition $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$.

Les premières générations d'expériences d'oscillation de neutrinos, où les effets de matières étaient absents⁵, utilisaient l'approximation à deux saveurs (1.17), n'étant pas assez précises pour déceler des effets à trois saveurs. Le terme d'oscillation étant en \sin^2 , il n'est pas sensible au signe de Δm^2 , aussi nous ne savons toujours pas lequel des deux ordres est le bon. Il est important de lever cette inconnue, l'ordre des masses est lié à un certain nombre de théories concernant la grande unification des forces fondamentales et l'origine de l'univers[76].

Une des manières de déterminer l'ordre des masses est d'utiliser les effets de matière. En effet, la résonance MSW dépend directement de Δm^2 , comme le montre l'approximation à deux saveurs (1.52) : si $\sin(2\theta_{13})\Delta m_{31}^2 > 0$, alors on devrait pouvoir observer cette résonance en ajustant correctement l'énergie des neutrinos. Les résultats présentés dans le Tableau 1.2 montre que $\sin(2\theta_{13}) > 0$, et donc une observation de cette résonance avec des neutrinos montrerait que l'ordre est normal. À l'inverse, une suppression due aux effets de matière montrerait que l'ordre est inversé (inversement si l'expérience est faite avec des antineutrinos). Ceci peut être fait avec des antineutrinos électroniques de réacteur, comme dans la future expérience JUNO[77], où l'on mesure la probabilité de survie de ces derniers, ou avec des (anti)neutrinos muoniques de faisceau, où l'on s'intéresse à la probabilité de transition en (anti)neutrinos électroniques. Dans les deux cas, la ligne de base doit être assez importante pour donner lieu à des effets de matière conséquents.

L'estimation la plus précise à ce jour de l'ordre des masses a été donnée par NO ν A et est favorable à l'ordre normal à 3σ [78].

La violation de CP et l'asymétrie matière / anti-matière

La matrice PMNS a la même structure et les mêmes propriétés que la matrice CKM qui décrit le mélange de saveur des quarks, puisque ces deux matrices décrivent le même phénomène. Dans le formalisme de la matrice CKM, C. Jarlskog a montré que la transition d'une saveur à l'autre peut ne pas être la même entre particule et antiparticule si une certaine grandeur, appelé invariant de Jarlskog, est non nulle[79]. Dans le formalisme de la matrice PMNS, cette grandeur est

$$J_{CP}^{PMNS} = \frac{1}{8} \sin(2\theta_{12}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \cos(\theta_{13}) \sin(\delta_{CP}). \quad (1.57)$$

Cette grandeur est appelée invariant car elle ne dépend pas de la paramétrisation choisie pour la phase de violation CP (elle apparaît dans les deux derniers termes de l'équation (1.53)). On peut noter que si un seul des angles est nul, alors J_{CP}^{PMNS} est nulle et les neutrinos et antineutrinos oscillent de la même manière (en absence d'effets de matière). Mais les mesures actuelles (voir Tableau 1.2) montrent qu'aucun des trois angles n'est nul. Dans ce cas, seule une valeur de 0 ou π pour δ_{CP} conserverait la symétrie CP. Les mesures les plus récentes de T2K excluent ces valeurs à 2σ [63] si l'ordre des masses est normal, mais ne sont pas assez précises pour donner une valeur exacte de δ_{CP} . Or, cette valeur joue un rôle fondamental dans la question "pourquoi y a-t-il quelque chose plutôt que rien?".

5. Sauf dans le cas des neutrinos solaires, mais la convention avait déjà posé $\Delta m_{21}^2 > 0$, qui est la seule accessible par ces expériences.

Un article récent[80] a montré que, sous certaines contraintes, une valeur de δ_{CP} comprise entre $-0,9\pi$ et $-0,75\pi$ serait suffisante pour expliquer cette asymétrie. Pour ce faire, il est nécessaire d'atteindre des précisions où les oscillations à trois saveurs sont importantes. En effet, la probabilité de transition à deux saveurs (1.17) ne fait pas intervenir δ_{CP} , contrairement à la probabilité à trois saveurs (1.8). Pour les expériences à longue ligne de base, il est en plus nécessaire d'avoir une région du signal où l'effet de la phase de violation de CP dû à δ_{CP} est séparable de l'effet due aux effets de matière. Ceci peut être fait en cherchant à observé deux maxima de probabilité de transition. En effet, comme le montre la Figure 1.6d, les effets de matières sont moins importants au niveau du second maximum (le premier maximum est tout à droite sur la figure, puisque la probabilité dépend de L/E). De plus, comme le montre la Figure 1.6b, l'effet de la phase de violation de CP est moins importante au premier maximum de probabilité qu'au second.

L'octant de l'angle θ_{23}

Les mesures les plus récentes présentées en sous-section 1.4.1 sont compatibles avec θ_{23} autour mais différent de $\pi/4$, soit un mélange quasi-maximal. Ces mesures ne sont cependant pas suffisantes pour déterminer l'octant de θ_{23} (est-il supérieur ou inférieur à $\pi/4$?). Or ce dernier intervient dans les théories des masses des neutrinos, dans des théories de supersymétries et dans la détermination de la phase de violation CP et l'ordre des masses (voir [81, 82]). La probabilité de transition qui peut être analysée par les expériences d'accélérateur à longue ligne de base (1.53) a comme terme dominant un terme proportionnel à $\sin^2(\theta_{23})$, qui est donc sensible à l'octant de θ_{23} .

Références

- [1] Max PLANCK. « On the Theory of Distribution of Energy in the Normal Spectrum ». In : (déc. 1900).
- [2] Albert EINSTEIN. « On the production and transformation of light from a heuristic viewpoint ». In : *J-ANN-PHYS-1900-4* 322.6 (1905), p. 132-148. ISSN : 0003-3804. DOI : <https://doi.org/10.1002/andp.19053220607>.
- [3] A. E. BECQUEREL. « Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires ». In : *Comptes Rendus des Séances Hebdomadaires* 9 (1839), p. 561-567.
- [4] A. EINSTEIN. « On the Electrodynamics of Moving Bodies ». In : *Annalen der Physik* (1905). DOI : [10.1002/andp.200590006](https://doi.org/10.1002/andp.200590006).
- [5] Albert EINSTEIN. « Does the Inertia of a Body Depend Upon its Energy-Content ». In : *Annalen der Physik* 323.113 (mar. 1905), p. 639-641.
- [6] Werner HEISENBERG. *Physical Principles of the Quantum Theory*. Dover Publications Inc., 1949. 184 p. ISBN : 0486601137.
- [7] P. G. MERLI, G. F. MISSIROLI et G. POZZI. « On the statistical aspect of electron interference phenomena ». In : *American Journal of Physics* 44.3 (mar. 1976), p. 306-307. DOI : [10.1119/1.10184](https://doi.org/10.1119/1.10184).
- [8] Rodolfo ROSA. « The Merli-Missiroli-Pozzi Two-Slit Electron-Interference Experiment ». In : *Physics in Perspective* 14.2 (mai 2012), p. 178-195. DOI : [10.1007/s00016-011-0079-0](https://doi.org/10.1007/s00016-011-0079-0).
- [9] Wolfgang PAULI. *Letter to Tübingen conference participants*. Pauli Archive at CERN. Déc. 1930.
- [10] BOSE. « Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese ». In : *Zeitschrift für Physik* 26.1 (déc. 1924), p. 178-181. DOI : [10.1007/bf01327326](https://doi.org/10.1007/bf01327326).
- [11] Oskar KLEIN. « Quantentheorie und funfdimensionale Relativitätstheorie ». In : *Zeitschrift für Physik* 37.12 (déc. 1926), p. 895-906. DOI : [10.1007/bf01397481](https://doi.org/10.1007/bf01397481).
- [12] W. GORDON. « Der Comptoneffekt nach der Schrodingerschen Theorie ». In : *Zeitschrift für Physik* 40.1-2 (jan. 1926), p. 117-133. DOI : [10.1007/bf01390840](https://doi.org/10.1007/bf01390840).

- [13] P. A. M. DIRAC. « The Quantum Theory of the Electron ». In : *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 117.778 (fév. 1928), p. 610-624. DOI : 10.1098/rspa.1928.0023.
- [14] Carl D. ANDERSON. « The Positive Electron ». In : *Physical Review* 43.6 (mar. 1933), p. 491-494. DOI : 10.1103/physrev.43.491.
- [15] Enrico FERMI. « Tentativo di una Teoria dei Raggi beta ». In : *Il Nuovo Cimento* 11.1 (jan. 1934), p. 1-19. DOI : 10.1007/bf02959820.
- [16] Hideki YUKAWA. « On the interaction of elementary particles ». In : 17 (1935), p. 48-57.
- [17] S. TOMONAGA. « On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields ». In : *Progress of Theoretical Physics* 1.2 (août 1946), p. 27-42. DOI : 10.1143/ptp.1.27.
- [18] Julian SCHWINGER. « Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation ». In : *Physical Review* 74.10 (nov. 1948), p. 1439-1461. DOI : 10.1103/physrev.74.1439.
- [19] Richard P. FEYNMAN. *Quantum Electrodynamics*. CRC Press, 1998. 212 p. ISBN : 0201360756.
- [20] Bjoern FELSAGER. *Geometry, Particles, and Fields*. Springer New York, 1998.
- [21] J. STREET et E. STEVENSON. « New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron ». In : *Physical Review* 52.9 (nov. 1937), p. 1003-1004. DOI : 10.1103/physrev.52.1003.
- [22] C. N. YANG et R. L. MILLS. « Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance ». In : *Physical Review* 96.1 (oct. 1954), p. 191-195. DOI : 10.1103/physrev.96.191.
- [23] Sheldon L GLASHOW et Murray GELL-MANN. « Gauge theories of vector particles ». In : *Annals of Physics* 15.3 (sept. 1961), p. 437-460. DOI : 10.1016/0003-4916(61)90193-2.
- [24] M. GELL-MANN. « A schematic model of baryons and mesons ». In : *Physics Letters* 8.3 (fév. 1964), p. 214-215. DOI : 10.1016/s0031-9163(64)92001-3.
- [25] Sheldon L. GLASHOW. « Partial-symmetries of weak interactions ». In : *Nuclear Physics* 22.4 (fév. 1961), p. 579-588. DOI : 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [26] A. SALAM et J.C. WARD. « Electromagnetic and weak interactions ». In : *Physics Letters* 13.2 (nov. 1964), p. 168-171. DOI : 10.1016/0031-9163(64)90711-5.
- [27] Steven WEINBERG. « A Model of Leptons ». In : *Physical Review Letters* 19.21 (nov. 1967), p. 1264-1266. DOI : 10.1103/physrevlett.19.1264.
- [28] F. ENGLERT et R. BROUT. « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons ». In : *Physical Review Letters* 13.9 (août 1964), p. 321-323. DOI : 10.1103/physrevlett.13.321.
- [29] P.W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». In : *Physics Letters* 12.2 (sept. 1964), p. 132-133. DOI : 10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [30] Peter W. HIGGS. « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons ». In : *Physical Review Letters* 13.16 (oct. 1964), p. 508-509. DOI : 10.1103/physrevlett.13.508.

- [31] T. W. B. KIBBLE. « Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories ». In : *Physical Review* 155.5 (mar. 1967), p. 1554-1561. DOI : 10.1103/physrev.155.1554.
- [32] C. L. COWAN et al. « Detection of the Free Neutrino : a Confirmation ». In : *Science* 124.3212 (juil. 1956), p. 103-104. DOI : 10.1126/science.124.3212.103.
- [33] G. DANBY et al. « Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos ». In : *Physical Review Letters* 9.1 (juil. 1962), p. 36-44. DOI : 10.1103/physrevlett.9.36.
- [34] M. L. PERL et al. « Evidence for Anomalous Lepton Production in e⁺-e⁻Annihilation ». In : *Physical Review Letters* 35.22 (déc. 1975), p. 1489-1492. DOI : 10.1103/physrevlett.35.1489.
- [35] G. Arnison et. AL. « Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at s=540GeV ». In : *Physics Letters B* 122.1 (fév. 1983), p. 103-116. DOI : 10.1016/0370-2693(83)91177-2.
- [36] G. Arnison et. AL. « Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV per c² at the CERN SPS collider ». In : *Physics Letters B* 126.5 (juil. 1983), p. 398-410. DOI : 10.1016/0370-2693(83)90188-0.
- [37] The CDF COLLABORATION. « Observation of Top Quark Production in Pbar-P Collisions ». In : *Phys.Rev.Lett.*74 :2626-2631,1995 (2 mar. 1995). DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.2626. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9503002v2> [hep-ex].
- [38] DONUT COLLABORATION. « Observation of Tau Neutrino Interactions ». In : *Phys.Lett.B*504 :218-224,2001 (14 déc. 2000). DOI : 10.1016/S0370-2693(01)00307-0. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0012035v1> [hep-ex].
- [39] The ATLAS COLLABORATION. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». In : *Phys.Lett. B*716 (2012) 1-29 (31 juil. 2012). DOI : 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1207.7214v2> [hep-ex].
- [40] M. TANABASHI et al. « Review of Particle Physics ». In : *Physical Review D* 98.3 (août 2018). DOI : 10.1103/physrevd.98.030001.
- [41] Y. FUKUDA et al. « Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos ». In : *Physical Review Letters* 81.8 (août 1998), p. 1562-1567. DOI : 10.1103/physrevlett.81.1562.
- [42] B. AHARMIM et al. « Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory ». In : *Physical Review C* 88.2 (août 2013). DOI : 10.1103/physrevc.88.025501.
- [43] B. PONTECORVO. « Mesonium and anti-mesonium ». In : *Sov. Phys. JETP* 6 (1957). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*33,549(1957)], p. 429.
- [44] B. PONTECORVO. « Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge ». In : *Sov. Phys. JETP* 7 (1958). [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*34,247(1957)], p. 172-173.

- [45] M. GELL-MANN et A. PAIS. « Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation ». In : *Physical Review* 97.5 (mar. 1955), p. 1387-1389. DOI : 10.1103/physrev.97.1387.
- [46] B. PONTECORVO. « NEUTRINO EXPERIMENTS AND THE QUESTION OF LEPTONIC-CHARGE CONSERVATION. » In : *pp 251-61 of Old and New Problems in Elementary Particles*. Puppi, G. (ed.). New York, Academic Press Inc., 1968. (Oct. 1969).
- [47] J. N. BAHCALL et R. DAVIS. « Solar Neutrinos - A Scientific Puzzle ». In : *Science* 191.4224 (jan. 1976), p. 264-267. DOI : 10.1126/science.191.4224.264.
- [48] Masami NAKAGAWA et al. « Possible Existence of a Neutrino with Mass and Partial Conservation of Muon Charge ». In : *Progress of Theoretical Physics* 30.5 (nov. 1963), p. 727-729. DOI : 10.1143/ptp.30.727.
- [49] Ziro MAKI, Masami NAKAGAWA et Shoichi SAKATA. « Remarks on the Unified Model of Elementary Particles ». In : *Progress of Theoretical Physics* 28.5 (nov. 1962), p. 870-880. DOI : 10.1143/ptp.28.870.
- [50] X. QIAN et al. « Unitarity Tests of the Neutrino Mixing Matrix ». In : (26 août 2013). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1308.5700v1> [hep-ex].
- [51] Harry J LIPKIN. « What is coherent in neutrino oscillations ». In : *Physics Letters B* 579.3-4 (jan. 2004), p. 355-360. DOI : 10.1016/j.physletb.2003.11.013.
- [52] Spandan MONDAL. « Physics of Neutrino Oscillation ». In : (20 nov. 2015). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1511.06752v1> [physics.gen-ph].
- [53] A. Aguilar-Arevalo ET.AL. « Significant Excess of Electronlike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment ». In : *Physical Review Letters* 121.22 (nov. 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.121.221801.
- [54] J. W. F. VALLE. « Neutrino physics overview ». In : *J.Phys.Conf.Ser.53:473-505,2006* (9 août 2006). DOI : 10.1088/1742-6596/53/1/031. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0608101v1> [hep-ph].
- [55] Haim HARARI et Miriam LEURER. « Recommending a standard choice of Cabibbo angles and KM phases for any number of generations ». In : *Physics Letters B* 181.1-2 (nov. 1986), p. 123-128. DOI : 10.1016/0370-2693(86)91268-2.
- [56] Martin FREUND. « Analytic Approximations for Three Neutrino Oscillation Parameters and Probabilities in Matter ». In : *Phys.Rev.D64:053003,2001* (28 mar. 2001). DOI : 10.1103/PhysRevD.64.053003. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0103300v1> [hep-ph].
- [57] Claudio GIGANTI, Stéphane LAVIGNAC et Marco ZITO. « Neutrino oscillations : the rise of the PMNS paradigm ». In : (2 oct. 2017). DOI : 10.1016/j.pnpnp.2017.10.001. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1710.00715v2> [hep-ex].
- [58] L. WOLFENSTEIN. « Neutrino oscillations in matter ». In : *Physical Review D* 17.9 (mai 1978), p. 2369-2374. DOI : 10.1103/physrevd.17.2369.

- [59] E. Kh. AKHMEDOV. « Neutrino physics ». In : (25 jan. 2000). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0001264v2> [hep-ph].
- [60] Stephen F KING. « Discrete Symmetries and Models of Flavour Mixing ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 631 (juil. 2015), p. 012005. DOI : 10.1088/1742-6596/631/1/012005.
- [61] Kirk T McDONALD. « An Off-Axis Neutrino Beam ». In : (9 nov. 2001). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0111033v1> [hep-ex].
- [62] K2K COLLABORATION et M. H. AHN. « Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment ». In : *Phys.Rev.D74 :072003,2006* (15 juin 2006). DOI : 10.1103/PhysRevD.74.072003. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0606032v3> [hep-ex].
- [63] K. Abe et. AL. « Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2×10^{21} Protons on Target ». In : *Physical Review Letters* 121.17 (oct. 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.121.171802.
- [64] P. ADAMSON et al. « First measurement of muon-neutrino disappearance in NOvA ». In : *Physical Review D* 93.5 (mar. 2016). DOI : 10.1103/physrevd.93.051104.
- [65] MINOS COLLABORATION et al. « Combined analysis of nu-mu disappearance and nu-e appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos ». In : *Phys. Rev. Lett.* 112, 191801 (2014) (4 mar. 2014). DOI : 10.1103/PhysRevLett.112.191801. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1403.0867v2> [hep-ex].
- [66] K. LANDE et al. « Results from the Homestake solar neutrino observatory ». In : *Conf. Proc.* C900802 (1990), p. 867-675.
- [67] SAGE COLLABORATION. « Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III : Results for the 2002–2007 data-taking period ». In : *Phys.Rev.C80 :015807,2009* (15 jan. 2009). DOI : 10.1103/PhysRevC.80.015807. arXiv : <http://arxiv.org/abs/0901.2200v3> [nucl-ex].
- [68] W. Hampel et. AL. « GALLEX solar neutrino observations - results for GALLEX IV ». In : *Physics Letters B* 447.1-2 (fév. 1999), p. 127-133. DOI : 10.1016/S0370-2693(98)01579-2.
- [69] K.S. HIRATA et al. « Observation of a small atmospheric nu-mu nu-e ratio in Kamiokande ». In : *Physics Letters B* 280.1-2 (avr. 1992), p. 146-152. DOI : 10.1016/0370-2693(92)90788-6.
- [70] Borexino COLLABORATION. « Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy ». In : *Phys. Rev. D* 89, 112007 (2014) (2 août 2013). DOI : 10.1103/PhysRevD.89.112007. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1308.0443v2> [hep-ex].
- [71] The KamLAND COLLABORATION. « Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND : Evidence of Spectral Distortion ». In : *Phys.Rev.Lett.* 94 :081801,2005 (13 juin 2004). DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.081801. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0406035v3> [hep-ex].
- [72] F.P. An et. AL. « Independent measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} via neutron capture on hydrogen at Daya Bay ». In : *Physical Review D* 90.7 (oct. 2014). DOI : 10.1103/physrevd.90.071101.

- [73] J. I. CRESPO-ANADÓN et for the DOUBLE CHOOZ COLLABORATION. « Double Chooz - Latest results ». In : (11 déc. 2014). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1412.3698v1> [hep-ex].
- [74] RENO COLLABORATION et J. K. AHN. « RENO - An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang ». In : (6 mar. 2010). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1003.1391v1> [hep-ex].
- [75] X. QIAN et P. VOGEL. « Neutrino mass hierarchy ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 83 (juil. 2015), p. 1-30. DOI : 10.1016/j.pnpnp.2015.05.002.
- [76] *Hyper-K official website*. <http://www.hyper-k.org/en/physics/phys-hierarchy.html>. Accessed : 12-03-2019.
- [77] Guang YANG. « Neutrino mass hierarchy determination at reactor antineutrino experiments ». In : (29 sept. 2015). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1509.08747v3> [physics.ins-det].
- [78] P.F. de SALAS et al. « Status of neutrino oscillations 2018 - 3 sigma hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity ». In : *Physics Letters B* 782 (juil. 2018), p. 633-640. DOI : 10.1016/j.physletb.2018.06.019.
- [79] C. JARLSKOG. « A basis independent formulation of the connection between quark mass matrices, CP violation and experiment ». In : *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 29.3 (sept. 1985), p. 491-497. DOI : 10.1007/bf01565198.
- [80] Franco BUCCELLA et al. « Neutrino phenomenology from leptogenesis ». In : (20 juin 2018). DOI : 10.1140/epjc/s10052-018-6299-6. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1806.07615v1> [hep-ph].
- [81] Sanjib Kumar AGARWALLA, Sabya Sachi CHATTERJEE et Antonio PALAZZO. « Octant of θ_{23} in danger with a light sterile neutrino ». In : *Phys. Rev. Lett.* 118, 031804 (2017) (13 mai 2016). DOI : 10.1103/PhysRevLett.118.031804. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1605.04299v2> [hep-ph].
- [82] Stephen F. KING. « Models of Neutrino Mass, Mixing and CP Violation ». In : *J.Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 42 (2015) 123001 (7 oct. 2015). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1510.02091v2> [hep-ph].

1.A Le spectre d'énergie des électrons de désintégration β : besoin d'une nouvelle particule

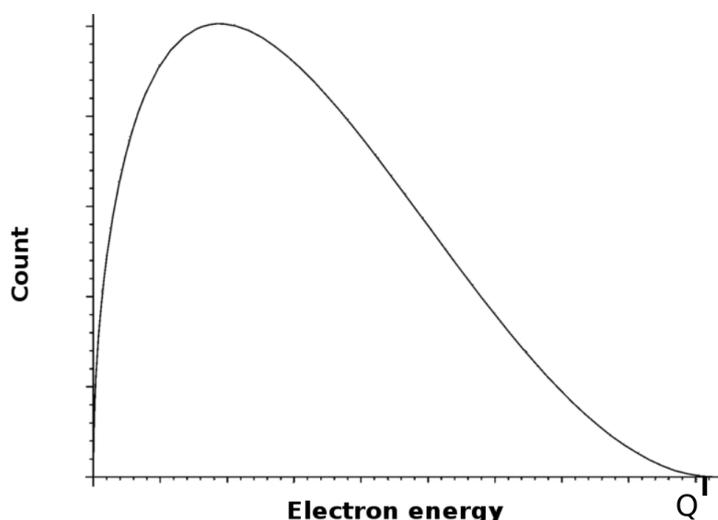


FIGURE 1.9 – Spectre de l'énergie d'un électron émis par une désintégration β d'énergie Q . Le fait qu'il soit continu entre 0 et Q indique qu'il ne s'agit pas d'une désintégration à deux corps.

La désintégration β est la transformation spontanée d'un neutron d'un noyau atomique en proton via l'émission d'un électron et d'un antineutrino électronique. L'énergie émise par une telle désintégration est égale, d'après la formule d'Einstein, à la différence des masses des noyaux avant et après désintégration multipliée par la vitesse de la lumière au carré :

$$Q = \left[m\left({}^A_Z X\right) - m\left({}^A_{Z+1} X\right) \right] c^2 \quad (1.58)$$

Pour un type de noyau $\left({}^A_Z X\right)$, cette énergie est constante. La conservation de l'énergie nous dit alors que

$$E_{initial} = E_{final} + E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} = E_{final} + Q \quad (1.59)$$

où $E_{initial}$ est l'énergie totale du noyau avant désintégration, E_{final} est son énergie après désintégration et E_{e^-} et $E_{\bar{\nu}_e}$ sont les énergies de l'électron et de l'antineutrino. On a donc $E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} = Q$.

Au moment de la proposition de l'existence du neutrino par Wolfgang Pauli en 1930[1], seuls l'électron et le noyau après désintégration étaient détectables, aussi le terme d'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$ était absent de l'équation précédente. Dans ce cas, pour une source radioactive donnée, puisque Q est constante, le spectre en énergie de l'électron aurait dû être très piqué autour de Q . Or ce n'est pas le cas : ce spectre est continu (voir Figure 1.9) entre 0 et Q . En revanche, rajouter à la réaction une particule jusque-là invisible correspond parfaitement à ce spectre, pourvu que la masse de cette particule soit très petite devant Q . En effet, si l'antineutrino (et donc le neutrino) avait une masse conséquente, le spectre de l'énergie de l'électron ne pourrait pas atteindre la valeur de Q , puisqu'une partie irréductible de Q irait dans la masse du neutrino. C'est d'ailleurs en mesurant avec une très grande précision le spectre de l'énergie des électrons issus de la désintégration du tritium que l'expérience KATRIN[2] vise à déterminer la masse effective du neutrino électronique avec une précision de $0,2 \text{ eV}/c^2$.

1.B Premières observations directes du neutrino

Entre les années 1930 et 1950, la détection du neutrino semblait hors de portée. Il était connu que la probabilité d'interaction de cette particule étant très faible, seule une source très intense de neutrinos pouvait permettre leur observation. Le développement de l'énergie nucléaire dans les années 1950 a fourni cette source : les réactions de fission sont accompagnées de l'émission d'antineutrinos électroniques en très grande quantité.

Entre 1952 et 1953, Frederick Reines et Clyde Cowan construisent un détecteur dont le matériau de réaction est simplement de l'eau. Un antineutrino incident interagissant avec un proton produit une réaction β inverse produisant un neutron et un positron, ce dernier s'annihilant rapidement avec un électron pour donner deux photons. Le signal attendu est alors un dépôt d'énergie électromagnétique suivie par l'interaction d'un neutron avec l'eau caractérisée par l'émission d'un troisième photon, après absorption du neutron par un noyau de chlorure de cadmium, un bon absorbeur de neutrons que Reines et Cowan avaient dissous dans l'eau. La détection des photons s'effectuait dans une couche de scintillateur liquide munie de tubes photomultiplicateurs entourant les deux cuves de détection. Le volume d'eau total était de 200L où étaient dissous 40kg de chlorure de cadmium. Le flux de d'antineutrinos attendu du réacteur était de l'ordre de $10^{13} \bar{\nu}_e \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

La première tentative de détection du neutrino fut faite auprès du réacteur nucléaire de Hanford dans l'état de Washington, sans donner de résultat concluant. La seconde tentative, proche du réacteur de Savannah River en Caroline du Sud, détecta un signal de 2,88 coups/h[3] pour 1371 heures de prises de données, 20 fois supérieur au bruit de fond attendu, démontrant finalement l'existence d'une particule légère, et particulièrement peu réactive, dans la réaction β . La section efficace mesurée de $6,3 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ était compatible avec la valeur tirée des mesures de désintégration du neutron de Robson[4], de $6 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$.

Aujourd'hui, les expériences cherchant à détecter des neutrinos sont conçues de manière semblable à l'expérience de Reines et Cowan : un volume important, contenant un milieu dense, afin d'offrir

un maximum de protons cibles sur lesquels les neutrinos peuvent interagir, une source de neutrinos intense et un temps d'exposition long. La réduction du bruit de fond est essentielle dans une telle expérience : lors de leur seconde tentative, Reines et Cowan ont en effet placé leur détecteur sous terre. Ceci leur a permis de réduire grandement le taux de rayons cosmiques arrivant dans leur détecteur. En effet, ces derniers étaient susceptibles de créer des signaux semblables à celui attendu pour une interaction neutrino. Cette technique est encore largement employée aujourd'hui dans les expériences détectant des neutrinos.

L'eau est encore utilisée aujourd'hui pour détecter des neutrinos, par exemple dans l'expérience Super-Kamiokande[5], mais des détecteurs solides ont également vu le jour comme dans les expériences NO ν A[6] et Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus (OPERA)[7]. Une des techniques les plus récentes utilise comme cible des gaz nobles liquéfiés, plus dense que l'eau, notamment l'argon dans l'expérience prototype Imaging Cosmic And Rare Underground Signals (ICARUS)[8] et la future expérience DU ν E[9].

Les réacteurs nucléaires sont encore beaucoup utilisés dans les expériences de neutrinos, par exemple par Double Chooz[10], Daya Bay[11], RENO[12] et la future expérience JUNO[13]. Les faisceaux de neutrinos créés artificiellement, plus contrôlables que les réacteurs, ont été inventés dans les années 1960. L'expérience T2K[14] détecte des neutrino issus d'un faisceau, et ce sera le cas également de l'expérience DU ν E[15]. Des sources naturelles existent aussi : le soleil fournit un important flux de neutrinos, étudiés par des expériences comme SNO[16]. Cette dernière, avec Super-Kamiokande[5] qui détecte des neutrinos produits par des rayons cosmiques dans l'atmosphère, a permis de mettre en évidence le phénomène d'oscillation des neutrinos. Les deux expériences ont reçu le prix Nobel de physique en 2015. Enfin, les neutrinos issus de supernovae peuvent également être détectés, pourvu qu'une supernovae explose durant une prise de données d'une expérience. C'est arrivé une seule fois en 1987, où 20 événements neutrinos ont été détectés par les détecteur IMB et Kamikande II[17].

1.C Les trois saveurs de neutrinos

Le muon, découvert en 1937 par Street et Stevenson[19], ne diffère de l'électron que par sa masse. Ce dernier étant (théoriquement, à l'époque) produit avec un neutrino dans les désintégrations β , il paraissait plausible que le muon puisse également être lié au neutrino d'une manière ou d'une autre. Le spectre en énergie de l'électron produit par la désintégration du muon, mesuré par Leighton, Anderson et Seriff en 1949[20], est continu. Un raisonnement identique à celui de Pauli de 1930 montre que le muon doit se désintégrer en trois particules : un électron et deux neutrinos. Il fallut cependant attendre 1962 et les expériences sur faisceau de neutrinos de Lederman, Steinberger et Schwartz[21] pour détecter le neutrino muonique et définitivement montrer qu'il était différent du neutrino électronique : les neutrinos du faisceau, produits par la désintégration de muons, ne créaient que des muons dans le détecteur et aucun électron⁶.

6. Proche de la source, la probabilité de changement de saveur lié au phénomène des oscillations des neutrinos est trop faible pour induire une composante autre que du neutrino muonique.

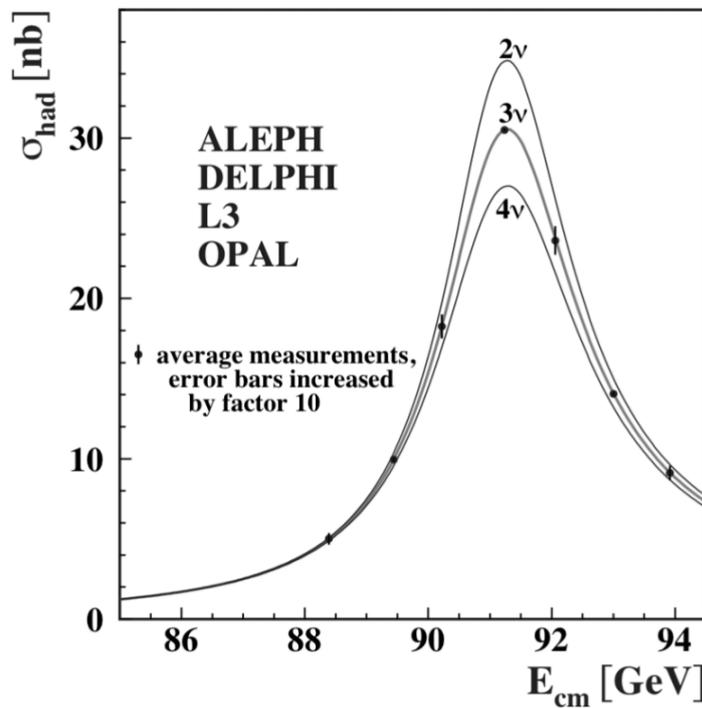


FIGURE 1.10 – Mesure de la section efficace de production de hadron en fonction de l'énergie dans le centre de masse au LEP autour de la masse du boson Z^0 . Résultats combinés des quatre expériences. Les courbes représentent les prédictions théoriques pour un nombre de saveurs de neutrinos actifs de 2, 3 et 4, les points sont les résultats de mesures, qui montre qu'il y a 3 saveurs de neutrinos actifs. Les incertitudes sont agrandies d'un facteur 10. Graphique tiré de [18].

La découverte du troisième lepton, le τ , en 1975 par Perl[22] n'a pas tardé à être suivi par la prédiction d'un troisième neutrino associé, le neutrino tauique. Ce dernier fut détecté en 2000 par l'expérience DONUT[23]. Un faisceau de neutrinos issu du Fermilab, contenant toutes les saveurs possibles de neutrinos, interagit avec un détecteur capable d'identifier les produits de réaction. Ce dernier a observé quatre événements neutrinos ayant créé un τ .

Les trois familles de quarks up–down, strange–charmed et top–bottom et les trois familles de leptons, l'électron et son neutrino, le muon et son neutrino et le tau et son neutrino, avaient alors été observées. Les quatre expériences du LEP, en étudiant la production de hadron à une énergie dans le centre de masse autour de la masse du boson Z^0 , un des vecteurs de l'interaction faible, avaient montré en 1989 qu'il ne pouvait pas exister plus de 3 saveurs de neutrinos légers sensibles à l'interaction faible[24] (un graphique de cette étude est présenté en Figure 1.10). Tous les neutrinos que nos instruments permettent de voir avaient alors été observés.

1.D Les symétries discrètes du Modèle Standard

Un des principes fondamentaux du Modèle Standard, au même titre que la conservation de l'énergie, est que toute prédiction de ce dernier doit être identique après conjugaison Charge-Parité-Temps (CPT). Autrement dit, après avoir inversé la charge et les coordonnées spatio-temporelles.

La conjugaison de charge inverse les charges – électrique, isospin faible et couleur – d'une particule. Un électron, par exemple, est transformé en positron, et de manière plus générale n'importe quelle particule chargée en son antiparticule. La transformation de parité consiste à prendre un système ou processus physique et à le regarder dans un miroir. Autrement dit, remplacer toutes les coordonnées d'espace par leur opposées : $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Si la parité laisse le système ou processus inchangé, ce dernier est dit pair. Si au contraire il devient son opposé, il est dit impair. Un bon exemple de grandeur impaire est l'impulsion : $\vec{p}(-\vec{r}) = m(-\dot{\vec{r}}) = -\vec{p}(\vec{r})$. À l'inverse, une grandeur paire est le moment cinétique : $\vec{L}(-\vec{r}) = -\vec{r} \times -\dot{\vec{p}} = \vec{L}(\vec{r})$. L'extension à la mécanique quantique consiste à dire qu'un état est pair(impair) si il est état propre de l'opérateur de conjugaison de parité \hat{P} , qui inverse les coordonnées d'espace, avec une valeur propre de $+1(-1)$. Dans le Modèle Standard, une particule de spin $1/2$ est représentée par un spineur de Dirac $\psi(x, t)$, qui est composée de deux spineurs de Weyl :

$$\psi(x, t) = \begin{pmatrix} u_R(x, t) \\ u_L(x, t) \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

où R et L signifie "droite"(right) et "gauche"(left). Ils sont caractérisés par la manière dont un *boost* de Lorentz agit sur eux : ils acquièrent tous deux un facteur de phase, mais ces deux phases sont de signes opposés. Une transformation de parité transforme u_R en u_L et inversement. La dernière caractéristique importante d'un spineur de Weyl est qu'il est de masse nulle, alors qu'un spineur de Dirac peut avoir une masse m_D : le lagrangien libre de Dirac, qui décrit comment évolue un spineur de Dirac sans interaction, autorise un terme de masse de la forme

$$-m_D(\bar{u}_R u_L + \bar{u}_L u_R) \quad (1.61)$$

où $\bar{u}_{R/L}$ est le conjugué de Dirac de $u_{R/L}$. Autrement dit, un fermion massif doit nécessairement avoir ses deux composantes gauche et droite non nulles. En revanche, il est possible qu'un fermion de masse nulle n'existe que dans un état de chiralité, gauche ou droite, auquel cas il peut être décrit par un spineur de Weyl $u_{R/L}$ seul.

La transformation de temps revient à inverser la flèche du temps et donc à regarder un processus dans l'autre sens. Par exemple, l'annihilation d'un électron avec un positron pour donner un photon devient l'émission d'une paire électron-positron par un photon.

Jusqu'en 1956, tous les processus physiques observés étaient invariants par transformation de parité, et cette dernière était considérée comme une symétrie de la nature. Mais cette même année, Tsung Dao Lee et Chen Ning Yang[25] se rendent compte que, bien que bon nombre d'expériences montrent que les interactions forte et électromagnétique sont en effet symétriques par transformation de parité, aucune n'a étudié la question pour l'interaction faible. Ils proposent alors plusieurs méthodes expérimentales

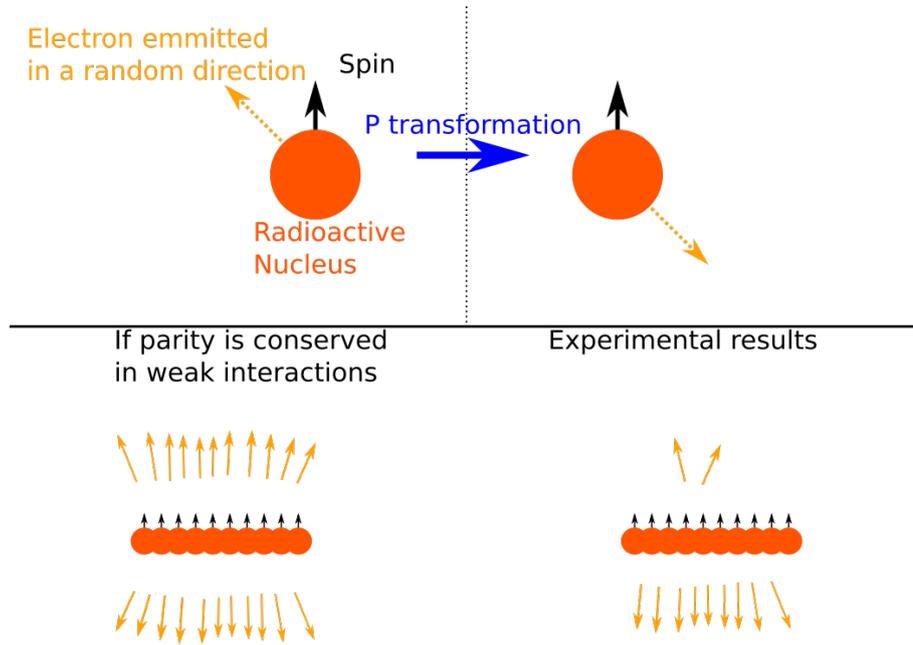


FIGURE 1.11 – Principe de l’expérience réalisée par C.S. Wu en 1957 : un groupe de noyaux radioactifs dont les spins sont tous orientés dans la même direction doivent émettre des électrons de manière isotrope si la conjugaison de parité est une symétrie de l’interaction faible. Il a été observé que les électrons étaient en majorité émis dans la direction opposée au spin, démontrant la violation de la symétrie P par l’interaction faible.

permettant de tester la conservation de la parité de l’interaction faible. L’une de ces expériences est réalisée entre 1956 et 1957 par Chieng-Shiung Wu. Elle consiste à étudier la distribution spatiale des électrons émis par des noyaux radioactifs β avec des spins alignés. La Figure 1.11 schématise le signal recherché : le spin est invariant par transformation de parité alors que l’impulsion change de signe. L’image miroir d’un noyau émettant un électron dans la même direction que son spin est donc le même noyau émettant cet électron dans la direction opposée au spin. Le processus miroir est donc différent du processus initial et donc, pour que la désintégration β soit symétrique par rapport à la transformation de parité, il faut qu’un ensemble de noyaux radioactifs dont les spins sont alignés émettent en moyenne autant d’électrons dans la direction de leur spin que dans la direction opposée. Or, l’expérience montre que ce n’est pas le cas : l’électron est en écrasante majorité émis dans la direction opposée au spin[26]. L’interaction faible viole donc la symétrie P . Tsung Dao Lee et Chen Ning Yang reçoivent le prix Nobel en 1957 pour ces travaux.

L’expérience de C.S Wu, et plus tard celle de Goldhaber[27] en 1957, ont montré que l’interaction faible n’agit que sur la composante de chiralité gauche d’un spineur de Dirac, autrement dit la composante $\psi_L(x, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ u_L(x, t) \end{pmatrix}$. C’est pour cela qu’elle ne conserve pas la symétrie P . La masse du neutrino étant alors considérée comme nulle, il était naturel d’utiliser un spineur de Weyl de chiralité gauche pour décrire le neutrino, et un spineur de Weyl de chiralité droite pour décrire l’antineutrino.

Puisque le neutrino est de charge nulle, une conjugaison de charge ne saurait le changer en son antineutrino. En effet, ce dernier n'existe que dans un état de chiralité droite, il faut donc également appliquer une transformation de parité. On peut donc se poser la question suivante : la transformation CP est-elle une symétrie du Modèle Standard ? Si c'est le cas, les neutrinos et les antineutrinos doivent se comporter de la même manière. De manière générale, toute la matière décrite par le Modèle Standard se comporterait alors comme l'antimatière. Mais ceci soulève alors une question encore plus fondamentale : pourquoi n'y a-t-il plus d'antimatière dans l'univers ? En effet, les théories actuelles du Big Bang[28] montrent qu'il devait y avoir autant de matière que d'antimatière à la création de l'univers. Matière et antimatière s'annihilent si elles se rencontrent, l'univers devrait être composé essentiellement de vide et de photons. Or ce n'est pas le cas : l'antimatière a disparu et la matière est restée. Le phénomène, appelé baryogenèse, responsable de cette asymétrie est encore mal connu, mais le fait que l'antimatière ne se comporte pas tout à fait comme la matière est nécessaire[29]

Il a été expérimentalement prouvé que la symétrie CP n'est pas conservée dans le secteur des quarks[30, 31, 32] : la matrice de mélange CKM contient une phase complexe introduisant un comportement légèrement différent entre les quarks et les antiquarks. Mais la violation de CP dans ce secteur n'est pas suffisante pour expliquer la baryogenèse[33]. En revanche, l'observation d'une violation de CP dans le secteur des leptons peut l'expliquer[34]. Le phénomène d'oscillation des neutrinos introduit également une phase complexe pouvant créer une différence de comportement entre matière et antimatière.

1.E La masse du neutrino : Dirac ou Majorana ?

ENCADRÉ 1.3– COMMENT CONSTRUIRE UN TERME DE MASSE DANS UN LAGRANGIEN ?

Un terme de masse dans un lagrangien doit respecter les critères suivants :

- Être invariant de Lorentz (i.e respecter la relativité restreinte).
- Avoir la dimension d'une énergie (le lagrangien est une énergie).
- Il doit faire intervenir la champ de la particule dont il est la masse.
- Il doit être réel, donc faire intervenir le champ et son conjugué complexe.

Le terme le plus simple respectant tous ces critères est, pour un fermion décrit par un champ ψ , de la forme $-m\bar{\psi}\psi$.

Nous avons vu dans la section précédente qu'un neutrino sans masse peut être décrit par un spineur de Weyl. Depuis la mise en évidence de la masse des neutrinos par le phénomène d'oscillation, il est clair que cette description est insuffisante, un spineur de Weyl ne pouvant pas avoir de terme de masse dans un lagrangien de Dirac. L'extension la plus simple consiste à considérer le neutrino comme un spineur de Dirac et de lui adjoindre le terme de masse (1.61) (voir l'encadré 1.3 pour une explication sur comment créer un terme de masse). Dans ce cas, le neutrino aura une composante de chiralité droite non nulle, qui n'interagit avec aucune interaction du Modèle Standard. Il peut interagir par gravitation, mais cette dernière est bien trop faible pour être détectable à l'échelle de la physique des particules.

Il existe une autre possibilité pour un terme de masse du neutrino : par son absence de charge, le neutrino peut également être décrit par un fermion de Majorana, dont le terme de masse est très différent de celui d'un fermion de Dirac. Un spineur de Majorana a la particularité qu'il est sa propre antiparticule. Dans le Modèle Standard, seul le neutrino peut être décrit par un spineur de Majorana. En effet, les autres fermions ayant une charge électrique, ils ne peuvent pas être leur propre antiparticule qui doit être de charge opposée. Dans ce cas là, un nouvel état de chiralité droite n'est pas nécessaire, et donc aucun neutrino stérile n'est introduit (une discussion plus détaillée ce trouve ici[35]).

Nous avons écrit en section précédente le terme de masse d'un spineur de Dirac. Pour un neutrino dans un état propre de l'hamiltonien $\nu_i = \nu_R + \nu_L$, nous avons donc :

$$- m_D \bar{\nu}_R \nu_L + \text{conjugué complexe} \quad (1.62)$$

Ce terme de masse est créé, comme pour les autres fermions, par interaction du champ de neutrino avec le champ de Higgs après brisure de symétrie via un couplage de Yukawa. Il n'implique pas forcément de physique au-delà du Modèle Standard.

Un terme de masse de Majorana quant à lui est de la forme

$$- \frac{1}{2} m_M \bar{\nu}_L^T C \nu_L + \text{conjugué complexe} \quad (1.63)$$

où C est la matrice de conjugaison de charge. Comme l'explique B. Kayser dans [36], un tel terme ne peut pas être créé par un couplage de Yukawa, mais par une interaction plus complexe avec le champ de Higgs qui n'est pas décrite par le Modèle Standard. Un terme de masse de Majorana pourrait expliquer la petitesse des masses des neutrinos par le mécanisme dit de see-saw , qui prédit l'existence de neutrinos ultra-lourds ($10^9 - 10^{15}$ GeV). Si la symétrie CP n'est pas conservée, ces derniers se seraient désintégrés à l'origine de l'univers en produisant un peu plus de matière que d'antimatière (voir l'article de B. Kayser[37]).

Les différences de comportement entre neutrino de Dirac et de Majorana sont difficiles à observer. La plus recherchée en ce moment est la désintégration double-beta sans émission de neutrino, qui n'est possible que si le neutrino est sa propre antiparticule. Aucun résultat concluant n'a été observé à ce jour[38].

Références

- [1] Wolfgang PAULI. *Letter to Tübingen conference participants*. Pauli Archive at CERN. Déc. 1930.
- [2] M. KLEESIEK et al. « beta-Decay Spectrum, Response Function and Statistical Model for Neutrino Mass Measurements with the KATRIN Experiment ». In : (1^{er} juin 2018). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1806.00369v2> [physics.data-an].
- [3] C. L. COWAN et al. « Detection of the Free Neutrino : a Confirmation ». In : *Science* 124.3212 (juil. 1956), p. 103-104. DOI : 10.1126/science.124.3212.103.
- [4] J. M. ROBSON. « The Radioactive Decay of the Neutron ». In : *Physical Review* 83.2 (juil. 1951), p. 349-358. DOI : 10.1103/physrev.83.349.
- [5] Y. FUKUDA et al. « Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos ». In : *Physical Review Letters* 81.8 (août 1998), p. 1562-1567. DOI : 10.1103/physrevlett.81.1562.
- [6] P. ADAMSON et al. « First measurement of muon-neutrino disappearance in NOvA ». In : *Physical Review D* 93.5 (mar. 2016). DOI : 10.1103/physrevd.93.051104.
- [7] N. AGAFONOVA et al. « Final Results of the OPERA Experiment on nu to tau Appearance in the CNGS Neutrino Beam ». In : *Physical Review Letters* 120.21 (mai 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.120.211801.
- [8] S. AMERIO et al. « Design, construction and tests of the ICARUS T600 detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 527.3 (juil. 2004), p. 329-410. DOI : 10.1016/j.nima.2004.02.044.
- [9] R. ACCIARRI et al. « Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF ». In : (12 jan. 2016). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1601.02984v1> [physics.ins-det].
- [10] J. I. CRESPO-ANADÓN et for the DOUBLE CHOOZ COLLABORATION. « Double Chooz - Latest results ». In : (11 déc. 2014). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1412.3698v1> [hep-ex].
- [11] F.P. An et. AL. « Independent measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} via neutron capture on hydrogen at Daya Bay ». In : *Physical Review D* 90.7 (oct. 2014). DOI : 10.1103/physrevd.90.071101.

- [12] RENO COLLABORATION et J. K. AHN. « RENO - An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter theta-13 Using Reactor Neutrinos at Yonggwang ». In : (6 mar. 2010). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1003.1391v1> [hep-ex].
- [13] Fengpeng AN et al. « Neutrino Physics with JUNO ». In : *J. Phys. G* 43 (2016) 030401 (20 juil. 2015). DOI : 10.1088/0954-3899/43/3/030401. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1507.05613v2> [physics.ins-det].
- [14] K. Abe et. AL. « Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2x10²¹ Protons on Target ». In : *Physical Review Letters* 121.17 (oct. 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.121.171802.
- [15] James STRAIT et al. « Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report Volume 3 Long-Baseline Neutrino Facility for DUNE June 24, 2015 ». In : (21 jan. 2016). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1601.05823v1> [physics.ins-det].
- [16] B. AHARMIM et al. « Combined analysis of all three phases of solar neutrino data from the Sudbury Neutrino Observatory ». In : *Physical Review C* 88.2 (août 2013). DOI : 10.1103/physrevc.88.025501.
- [17] K. HIRATA et al. « Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A ». In : *Physical Review Letters* 58.14 (avr. 1987), p. 1490-1493. DOI : 10.1103/physrevlett.58.1490.
- [18] Salvatore MELE. « The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP ». In : *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*. WORLD SCIENTIFIC, 2015, p. 89-106. DOI : 10.1142/9789814644150_0004.
- [19] J. STREET et E. STEVENSON. « New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron ». In : *Physical Review* 52.9 (nov. 1937), p. 1003-1004. DOI : 10.1103/physrev.52.1003.
- [20] Robert B. LEIGHTON, Carl D. ANDERSON et Aaron J. SERIFF. « The Energy Spectrum of the Decay Particles and the Mass and Spin of the Mesotron ». In : *Physical Review* 75.9 (mai 1949), p. 1432-1437. DOI : 10.1103/physrev.75.1432.
- [21] G. DANBY et al. « Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos ». In : *Physical Review Letters* 9.1 (juil. 1962), p. 36-44. DOI : 10.1103/physrevlett.9.36.
- [22] M. L. PERL et al. « Evidence for Anomalous Lepton Production in e⁺-e⁻Annihilation ». In : *Physical Review Letters* 35.22 (déc. 1975), p. 1489-1492. DOI : 10.1103/physrevlett.35.1489.
- [23] DONUT COLLABORATION. « Observation of Tau Neutrino Interactions ». In : *Phys.Lett.B504:218-224,2001* (14 déc. 2000). DOI : 10.1016/S0370-2693(01)00307-0. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0012035v1> [hep-ex].
- [24] D. DECAMP et al. « Determination of the number of light neutrino species ». In : *Physics Letters B* 231.4 (nov. 1989), p. 519-529. DOI : 10.1016/0370-2693(89)90704-1.

- [25] T. D. LEE et C. N. YANG. « Question of Parity Conservation in Weak Interactions ». In : *Physical Review* 104.1 (oct. 1956), p. 254-258. DOI : 10.1103/physrev.104.254.
- [26] C. S. WU et al. « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay ». In : *Physical Review* 105.4 (fév. 1957), p. 1413-1415. DOI : 10.1103/physrev.105.1413.
- [27] M. GOLDHABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. « Helicity of Neutrinos ». In : *Physical Review* 109.3 (fév. 1958), p. 1015-1017. DOI : 10.1103/physrev.109.1015.
- [28] Laurent CANETTI, Marco DREWES et Mikhail SHAPOSHNIKOV. « Matter and Antimatter in the Universe ». In : *New J. Phys.* 14 (2012) 095012 (18 avr. 2012). DOI : 10.1088/1367-2630/14/9/095012. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1204.4186v2> [hep-ph].
- [29] Andrei D SAKHAROV. « Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe ». In : *Soviet Physics Uspekhi* 34.5 (mai 1991), p. 392-393. DOI : 10.1070/pu1991v034n05abeh002497.
- [30] UTfit COLLABORATION et al. « The Unitarity Triangle Fit in the Standard Model and Hadronic Parameters from Lattice QCD : A Reappraisal after the Measurements of Δm_s and $BR(B \rightarrow \tau \nu)$ ». In : *JHEP* 0610 :081,2006 (15 juin 2006). DOI : 10.1088/1126-6708/2006/10/081. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0606167v2> [hep-ph].
- [31] J. CHARLES et al. « CP Violation and the CKM Matrix : Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories ». In : *Eur.Phys.J.C* 41 :1-131,2005 (17 juin 2004). DOI : 10.1140/epjc/s2005-02169-1. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0406184v3> [hep-ph].
- [32] Makoto KOBAYASHI et Toshihide MASKAWA. « CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction ». In : *Progress of Theoretical Physics* 49.2 (fév. 1973), p. 652-657. DOI : 10.1143/ptp.49.652.
- [33] Antonio RIOTTO. « Theories of Baryogenesis ». In : (22 juil. 1998). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9807454v2> [hep-ph].
- [34] Sacha DAVIDSON, Enrico NARDI et Yosef NIR. « Leptogenesis ». In : *Phys.Rept.* 466 :105-177,2008 (20 fév. 2008). DOI : 10.1016/j.physrep.2008.06.002. arXiv : <http://arxiv.org/abs/0802.2962v3> [hep-ph].
- [35] S. T. PETCOV. « The Nature of Massive Neutrinos ». In : *Advances in High Energy Physics* 2013 (2013), p. 1-20. DOI : 10.1155/2013/852987.
- [36] Boris KAYSER. « Are Neutrinos Their Own Antiparticles ». In : *J.Phys.Conf.Ser.* 173 :012013,2009 (5 mar. 2009). DOI : 10.1088/1742-6596/173/1/012013. arXiv : <http://arxiv.org/abs/0903.0899v1> [hep-ph].
- [37] Boris KAYSER. « Neutrino Physics ». In : *ECONFC040802 :L004,2004* (16 juin 2005). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0506165v1> [hep-ph].
- [38] Michelle J. DOLINSKI, Alan W. P. POON et Werner RODEJOHANN. « Neutrinoless Double-Beta Decay Status and Prospects ». In : (11 fév. 2019). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1902.04097v1> [nucl-ex].

2 DU ν E, une expérience d'oscillation de neutrinos d'accélérateur à longue ligne de base de troisième génération

Nous avons vu au chapitre précédent que la découverte des oscillations des neutrinos à la fin des années 90 a montré que les neutrinos peuvent changer de saveur durant leur propagation, impliquant que les neutrinos aient une masse. La matrice PMNS décrivant ces changements de saveur a été étudiée depuis par différents types d'expériences afin de mesurer avec précision ses quatre paramètres (trois angles de mélange et une phase de violation de CP), dont dépendent les amplitudes d'oscillation des probabilités de changement de saveur, ainsi que les différences de masse au carré des neutrinos, dont dépendent les fréquences de ces oscillations. Les deux principales questions encore non résolues dans le domaine des oscillations des neutrinos sont l'ordre des masses de ces derniers, qui contraint plusieurs modèles au delà du Modèle Standard, ainsi que la valeur de la phase de violation de CP. Une valeur différente de 0 et π pourrait contribuer à expliquer l'asymétrie matière-antimatière visible dans l'univers.

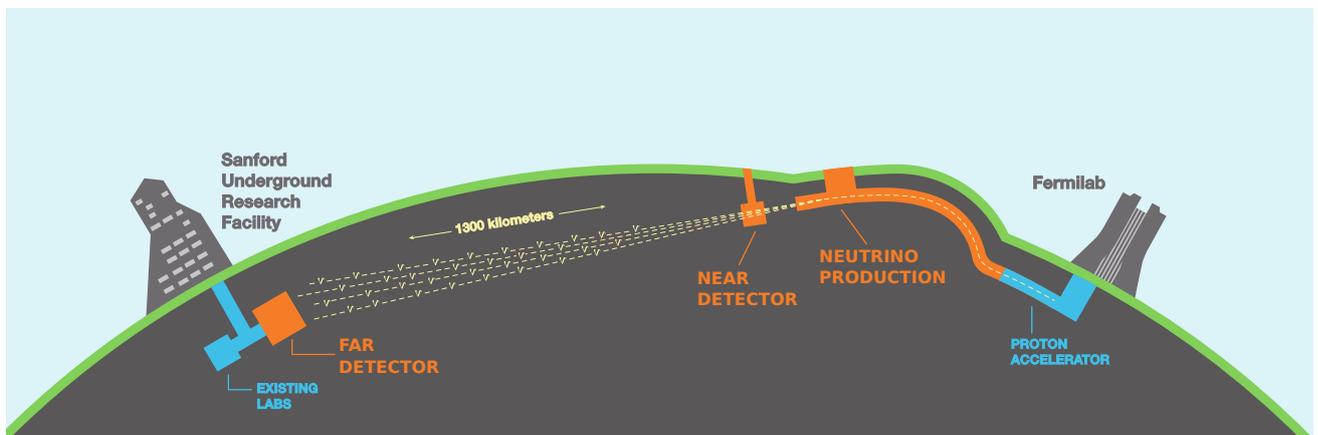


FIGURE 2.1 – L'expérience DU ν E au États-Unis enverra à partir de fin 2026 un faisceau de neutrinos muoniques vers le site de Sanford, à 1300 km, afin d'étudier la violation de CP dans le secteur leptonique et l'ordre des masses des neutrinos.

L'expérience DU ν E (voir Figure 2.1) vise à déterminer l'ordre des masses et à vérifier si la symétrie de CP est brisée dans le secteur des neutrinos. Pour ce faire, DU ν E mesurera la probabilité de transition $P\left(\bar{\nu}_{\mu}^{(-)} \rightarrow \bar{\nu}_{e}^{(-)}\right)$ et la probabilité de survie $P\left(\bar{\nu}_{\mu}^{(-)} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}^{(-)}\right)$ des (anti)neutrinos d'accélérateur, produits au Fermilab (Illinois) et détectés à Sanford (Dakota du sud). Sa longue ligne de base de 1300 km permettra

de profiter des effets de matières, sensibles à l'ordre des masses. Les énergies des neutrinos du faisceau seront concentrées entre 0,5 GeV et 5 GeV, afin de couvrir deux maxima de probabilité de transition, permettant de discerner les effets de matière des effets dus à la possible violation de CP et donc de sonder cette dernière. Le projet a vu le jour suite à l'annonce par le département de l'énergie des États-Unis de sa volonté d'améliorer le dispositif de faisceau du Fermilab avec la mise à niveau PIP-2, permettant de disposer d'un faisceau de 1,2 MW [1]. Le premier rapport d'étude conceptuelle de $\text{DU}\nu\text{E}$ de 4 volumes a été publié en 2016. Le projet regroupe aujourd'hui un millier de collaborateurs, répartis dans 177 institutions et 31 pays.

Les constructions de génie civil sur le site de recherche souterrain de Sanford, ont commencé en 2017 avec le début des pré-excavations. Elles seront suivies par les installations cryogéniques nécessaires aux opérations utilisant de l'argon liquide, qui est le composant principal du détecteur. Ce dernier sera composé de quatre modules de LArTPC pour un total de 40 kt. Sur ces quatre modules, deux seront basés sur la technologie LArTPC utilisée avec succès par ICARUS, un utilisera la technologie DLArTPC. Cette dernière, variante de la technologie LArTPC, est en cours d'étude par le projet $\text{protoDU}\nu\text{E-DP}$, dont les prototypes, au CERN, sont l'objet de cette thèse. Cette variante permet l'amplification des charges dans une fine couche d'argon gazeux, d'où son nom de DLArTPC. La technologie du dernier module n'est pas encore arrêtée. Ces modules seront progressivement installés, le premier en août 2024, le second en août 2025, la mise en service et les premières prises de données étant prévues fin 2026. Le dernier module devrait commencer à prendre des données vers 2028. En parallèle, l'injecteur principale NuMI du Fermilab, qui a fourni les neutrinos des expériences $\text{NO}\nu\text{A}$ et MINOS , sera mis à niveau par le projet PIP-II qui permettra d'atteindre une puissance de 1,2 MW d'ici 2026. Une autre mise à niveau, PIP-III, est prévue après 2030 et permettra d'atteindre 2,4 MW. Au total, sept années de prises de données sont prévues, la moitié avec un faisceau de neutrinos et l'autre moitié avec un faisceau d'antineutrinos.

La première section de ce chapitre présente un résumé des expériences d'oscillation des neutrinos d'accélérateur à longue ligne de base, passées, actuelles et futures. La seconde section est dédiée à $\text{DU}\nu\text{E}$, où y sont présentés ses objectifs et les sensibilités attendues. La troisième section décrira le fonctionnement de son faisceau de neutrinos, de son détecteur proche et de son détecteur lointain et présentera leur performances requises et attendues.

2.1 Les expériences d'oscillation de neutrinos d'accélérateurs à longue ligne de base

2.1.1 Qu'est ce qu'une expérience d'oscillation de neutrinos d'accélérateurs à longue ligne de base ?

Les expériences d'oscillation de neutrinos d'accélérateurs à longue ligne de base cherchent à mesurer les probabilités de transition $P\left(\nu_{\mu}^{(-)} \rightarrow \nu_e^{(-)}\right)$ et de survie $P\left(\nu_{\mu}^{(-)} \rightarrow \nu_{\mu}^{(-)}\right)$ en fonction de l'énergie du

(anti)neutrino incident en détectant les produits de réaction des neutrinos d'un faisceau initialement composé uniquement d'(anti)neutrinos muoniques. Ce faisant, ces expériences ont accès aux angles de mélange des secteurs atmosphériques et réacteurs de la matrice PMNS décrits en sous-section 1.4.1, ainsi qu'à la phase de violation de CP et au signe des différences de masse au carré dont dépendent notamment les effets de matière via la résonance MSW décrite en section 1.3. Si ces effets, qui augmentent avec la ligne de base, sont suffisamment importants, ces expériences peuvent sonder l'ordre des masses des neutrinos.

Le système de détection doit donc être capable de différencier efficacement le signal recherché (les réactions de neutrino muonique et de neutrino électronique par courant chargé) des différents bruits de fond, ce qui nécessite une bonne résolution spatiale, ainsi que de mesurer précisément l'énergie des neutrinos dans ces réactions afin d'observer l'allure des probabilité de changement de saveur en fonction de l'énergie. Le faisceau de neutrino, dont le principe est décrit en sous-section 2.3.1, va d'abord traverser un détecteur placé proche de la source, typiquement à quelques centaines de mètres, quand la probabilités de changement de saveur est encore négligeable. Les caractéristiques importantes du faisceau y sont analysées, comme le flux et le spectre en énergie, afin de réduire au maximum les incertitudes systématiques. Le faisceau parcourt ensuite une grande distance à travers la croûte terrestre jusqu'au détecteur lointain.

La possibilité de comparer les observations avant et après propagation d'une même source de neutrinos est un avantage des expériences à longue ligne de base utilisant des faisceaux ou des neutrinos de réacteurs. Un avantage propre au faisceau est son ajustabilité en flux et en énergie. Avec les accélérateurs actuels, le spectre en énergie peut être choisie précisément, dans une gamme d'énergie allant de la dizaine MeV à la centaine de GeV. Il est possible de choisir une gamme d'énergie très restreinte en plaçant le détecteur légèrement en dehors de l'axe du faisceau, ou au contraire de couvrir une gamme d'énergie plus grande en se plaçant sur l'axe. De plus, il est possible de choisir entre un faisceau de neutrinos ou d'antineutrinos. Bien que la mesure de l'oscillation des neutrinos seule suffise théoriquement à mesurer la phase de violation de CP et l'ordre des masses (voir sous-section 1.3.2), la comparaison avec les oscillations d'anti-neutrinos permet de gagner en précision, et de mettre directement en évidence la violation de CP dans le secteur leptonique.

2.1.2 Expériences passées, actuelles et futures

Les expériences à longues ligne de base avec neutrinos d'accélérateurs sont apparues dans la fin des années 90. Les premières et deuxièmes générations ont confirmé les observations indiquant l'existence des oscillations des neutrinos, et ont effectué des mesures de précisions sur les angles θ_{13} et θ_{23} ainsi que sur la différence de masse au carré Δm_{32}^2 [2]. Les expériences de première génération étaient, dans l'ordre chronologique, KEK To Kamioka (K2K)[3] (Japon, 1999–2004), MINOS[4] (USA, 2005-2011), OPERA[5] (Europe, 2008–2012) et ICARUS (Europe, 2004–2013). La seconde génération, encore en activité, sont les expériences $\text{NO}\nu\text{A}$ [6] (USA, 2014–) et T2K[7] (Japon, 2010–). Les expériences de la troisième génération, en développement, sont Tokai To Hyper-Kamiokande (T2HK)[8] dont le début

des travaux de construction est prévue au Japon pour 2020 et $\text{DU}\nu\text{E}$ [9], actuellement en construction aux USA. Ces dernières ont pour but la détermination de la violation de CP, dont une valeur de δ_{CP} différente de 0 et π a été annoncée avec un niveau de confiance de 2σ par T2K[7] en 2018, et l'ordre des masses.

Les expériences de première génération

K2K[3] : C'était la première expérience de faisceau à longue ligne de base, construite dans le but de vérifier les résultats de Super-Kamiokande sur les oscillations des neutrinos atmosphériques. Un faisceau de neutrinos muoniques produit par un synchrotron de protons de 12 GeV au KEK, Tsukuba, Japon, parcourait 300 m jusqu'à un détecteur proche Cherenkov à eau de 1 kt. Le faisceau traversait ensuite 250 km jusqu'à Super-Kamiokande, un détecteur Cherenkov à eau de 50 kt. K2K a permis de montrer avec un niveau de confiance de 4.3σ que les neutrinos muoniques disparaissaient, apportant ainsi une preuve de la théorie des oscillations des neutrinos. K2K a également fourni une mesure de la différence des masses carrées de $|\Delta m_{32}^2| = 2.8_{-0.9}^{+0.7} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$.

MINOS[4] : L'expérience MINOS avait pour but de mesurer avec une plus grande précision le secteur atmosphérique. Elle observait la disparition des neutrinos muoniques de 3 GeV produits par la ligne de faisceau NuMI, au Fermilab, avec une ligne de base de 735 km. Le détecteur lointain, un calorimètre à échantillonnage en acier/scintillateur de 5,4 kt, était situé dans le Minnesota du nord. MINOS a mesuré la différences de masse au carré $\Delta m_{32}^2 = 2.35_{-0.08}^{+0.11} \times 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$ et l'angle $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.91$ (limite de confiance de 90 %).

OPERA[5] : L'expérience OPERA (2008–2012) diffère légèrement des autres expériences à longue ligne de base d'accélérateur par le fait qu'elle cherchait à observer l'apparition de neutrinos tauiques, et non l'apparition de neutrinos électroniques ou la disparition de neutrinos muoniques. Elle faisait partie du programme CERN Neutrinos to Gran Sasso (CNGS) dont le but était la recherche de l'oscillation des neutrinos. Elle utilisait une cible à émulsions, constituée de 150 000 briques de films photographiques espacés par des feuilles de plomb, arrangées en murs parallèles espacés par des scintillateurs plastiques. Les neutrinos, produits par le SPS du CERN, avaient une énergie entre 5 et 25 GeV afin de dépasser le seuil de production du τ de 3,5 GeV et traversaient 732 km jusqu'au laboratoire du Gran Sasso. Au total, dix neutrinos tauiques ont été observés.

Les expériences de seconde génération

Les deux expériences de seconde génération, $\text{NO}\nu\text{A}$ aux États-Unis et T2K au Japon, sont complémentaires : elles ont les mêmes objectifs mais utilisent des technologies et lignes de bases différentes. Elles visent toutes les deux à mesurer $|\Delta m_{32}^2|$ afin de déterminer l'ordre des masses et $\sin^2 \theta_{23}$ afin de déterminer l'octant de θ_{23} . Elles cherchent également à sonder la phase de violation de CP. Les différences principales entre les deux expériences sont les technologies de détection (détecteur Cerenkov pour T2K et scintillateur liquide pour $\text{NO}\nu\text{A}$) et la lignes de base : 295 km pour T2K et 810 km pour

NO ν A. NO ν A a donc un programme de recherches plus dédié à l'ordre des masses, tandis que T2K favorise la violation de CP. Les deux expériences ont leurs détecteurs proches et lointains hors axe (2.5° pour T2K et 14 mrad pour NO ν A), afin de restreindre le spectre en énergie des neutrinos autour du pic de probabilité de transition.

NO ν A[10] : Comme MINOS, NO ν A détecte des neutrinos créés au Fermilab dans la ligne de faisceau NuMI. Elle mesure les probabilités de disparition des neutrinos muoniques et d'apparition de neutrinos électroniques. Le détecteur lointain a été placé le plus loin possible (810 km) afin de maximiser la quantité de matière traversée et ainsi de favoriser la sensibilité à l'ordre des masses. L'énergie des neutrinos est de 2 GeV , correspondant au premier pic de probabilité de disparition des neutrinos muoniques. Son détecteur lointain pèse 14 kt et est constitué de $344\,064$ cellules PVC de $15\text{ m} \times 4\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ remplies de scintillateur liquide, le tout relié à des photodiodes à avalanche pour amplifier le signal. Le détecteur proche est identique mais plus petit (126 t). NO ν A prend des données depuis 2014. Les résultats de 2018[10] trouvent $|\Delta m_{32}^2| \in [2.37, 2.52] \times 10^{-3}\text{ eV}^2/c^4$, $\sin^2 \theta_{23} \in [0.43, 0.51] \cup [0.52, 0.60]$ et $\delta_{CP} \in [0, 0.12\pi] \cup [0.91\pi, 2\pi]$ avec un niveau de confiance de 68% . NO ν A a également exclu l'ordre des masses inverse à 95% de niveau de confiance.

T2K[7] : T2K utilise le même détecteur lointain que K2K, à savoir le détecteur Cerenkov à eau de 50 kt Super-Kamiokande. Ce dernier reçoit des neutrinos du synchrotron de 500 kW J-PARC avec une énergie piquée autour de $0,6\text{ GeV}$, correspondant au premier maximum de probabilité de disparition des neutrinos muoniques à la ligne de base de T2K de 295 km . Les premiers neutrinos ont été produits en 2010. Les résultats de 2018[7] trouvent $|\Delta m_{32}^2| = 2.463_{-0.070}^{+0.071} \times 10^{-3}\text{ eV}^2/c^4$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.526_{-0.036}^{+0.032}$ et excluent $\delta_{CP} = 0$ ou π à 2σ .

Les futurs expériences

Les deux futurs expériences à longue ligne de base d'accélérateur sont T2HK, proposée par le Japon et encore en discussion, et DU ν E, aux États-Unis. Elles auront toutes les deux pour objectif de déterminer si la symétrie CP est brisée dans secteur leptonique et la mesure de l'ordre des masses, mais utiliseront deux approches différentes. T2HK favorisera une ligne de base plus petite, améliorant la sensibilité à la phase de violation de CP si l'ordre de masse est connu. DU ν E utilisera une ligne de base plus grande et un spectre en énergie assez large pour couvrir deux maxima de probabilité de transition, permettant de sonder avec une bonne précision à la fois l'ordre des masses et la violation de CP.

T2HK[8] : L'expérience aura la même ligne de base que T2K (295 km). Son détecteur lointain, Hyper-Kamiokande aura une masse fiducielle de 560 kt , 10 fois plus que Super-Kamiokande. La même technologie de détection que T2K sera utilisée, à savoir un détecteur Cerenkov à eau. Il sera désaxé de la même manière que T2K, de 2.5° , et recevra des neutrinos de même énergie que T2K ($0,6\text{ GeV}$). Le faisceau aura cependant une puissance supérieure, de $1,3\text{ MW}$. Hyper-Kamiokande a été approuvé en

2018 et la construction débutera au printemps 2020¹. Le faisceau de neutrinos de J-PARC sera mis à niveau en plusieurs étapes pour atteindre une puissance de 1,3 MW d'ici 2028[11].

DU ν E[9] : DU ν E est décrit en détail dans les sections qui suivent. Elle aura une ligne de base de 1300 km, les neutrinos arrivant sur son détecteur lointain auront une énergie entre comprise 0,5 GeV et 5 GeV, contenant les deux maxima de probabilité de transition. Ses détecteurs lointains seront des LArTPCs avec une masse totale de 40 kt répartie en 4 modules. L'expérience a été approuvée en 2015 et les premières prises de données devraient débuter vers 2026.

2.2 Objectifs et sensibilité attendues

2.2.1 Objectifs scientifiques

Les objectifs principaux de DU ν E sont :

La détermination de la violation de CP du secteur leptonique et de l'ordre des masses des neutrinos : au bout de sept ans de prise de donnée, DU ν E sera capable de déterminer si la symétrie CP est brisée à 3σ pour 50 % des valeurs possibles de δ_{CP} , et l'ordre des masses à 5σ pour toutes les valeurs possibles de δ_{CP} . Une résolution de 10 % sur la valeur de δ_{CP} est également attendue au bout de 7 ans[12].

Mesures de précision des paramètres gouvernant les oscillations des neutrinos : En plus de réduire les incertitudes de mesures sur les angles de mélanges et les différences de masse au carré, DU ν E sera capable de sonder l'octant de θ_{23} , encore inconnu (voir sous-section 1.4.2), en mesurant $\sin(\theta_{23})$ avec une résolution de 0,008 si $\theta_{23} = 45^\circ$ [12].

Le proton se désintègre-t-il ? : Les théories de grande unification[13] montrent que les interactions fondamentales du Modèle Standard (interaction électro-faible et interaction forte) peuvent être unifiées dans une interaction unique à très haute énergie. Si cela est le cas, le nombre baryonique peut ne pas être conservé, et le proton peut alors avoir un temps de vie très grand mais fini. DU ν E sera complémentaire à Super-Kamiokande dans la recherche de cette désintégration car il sera capable de détecter un des deux principaux canaux de désintégration prédis pour le proton, le canal $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$, qui est trop bas en énergie pour émettre une lumière Cerenkov (et est donc invisible pour Super-Kamiokande). DU ν E sera capable de contraindre la durée de vie du proton à plus de $1,3 \cdot 10^{34}$ ans avec un niveau de confiance de 90 % au bout de dix ans d'observation [12]. La meilleure limite à l'heure actuelle a été mesurée par Super-Kamiokande et est de $7,5 \cdot 10^{33}$ ans[14].

Autres objectifs : DU ν E a également des objectifs scientifiques secondaires :

- Détection d'interactions non standards.
- Couplages aux neutrinos stériles.

1. <http://www.hyperk.org/?p=387>

- Détection d'oscillation vers le neutrino tau.
- Détection de neutrinos de supernovae.
- Mesures de précision des interactions neutrinos dans le détecteur proche.
- Détection de matière noire.

2.2.2 Ligne de base et gamme d'énergie

Le choix de la ligne de base :

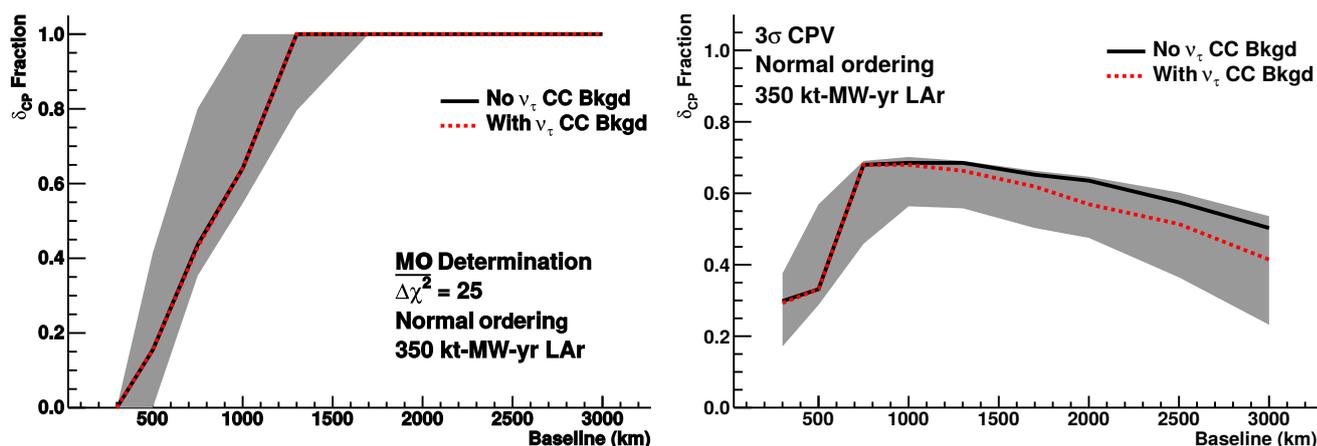


FIGURE 2.2 – Graphes tirés de [15]. Fraction des valeurs possibles de δ_{CP} auxquelles peut être déterminé l'ordre des masses avec 99,38 % de chance (gauche) et la violation de CP à 3σ (droite) en fonction de la ligne de base. L'ordre des masses est supposé normal et inconnu. La zone grisée montre la plage des valeurs possibles due aux incertitudes sur les autres paramètres des oscillations.

La ligne de base de 1300 km suit une étude de simulation menée par M.Bass et al.. en 2013[15], dont le but était de calculer la ligne de base optimale permettant de déterminer sans ambiguïtés l'ordre des masses et la violation de CP dans un détecteur similaire au détecteur lointain de DU ν E.

La Figure 2.2 montre les résultats importants de cette étude : 1300 km ou plus permettent de déterminer l'ordre des masses avec un niveau de confiance supérieur à 99 % pour toutes les valeurs de δ_{CP} . La détermination de la violation de CP à 3σ pour un maximum de ses valeurs (70 %) est possible entre 1200 km et 1500 km. L'existence du site de Sanford, à 1300 km du Fermilab, a déterminé le choix de la ligne de base de DU ν E.

Le choix de la gamme d'énergie :

La Figure 2.3 montre les effets attendus de δ_{CP} et de l'ordre des masses sur $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ en fonction de E à la ligne de base de DU ν E. On peut voir que l'effet de la phase de violation de CP est plus important pour les maxima de probabilité aux énergies inférieures à 1,5 GeV, ce qui correspond aux second et plus maxima de probabilité de transition. L'ordre des masses quant à lui est plus important au premier maximum. C'est pour cela que les énergies des neutrinos du faisceau de DU ν E seront concentrées

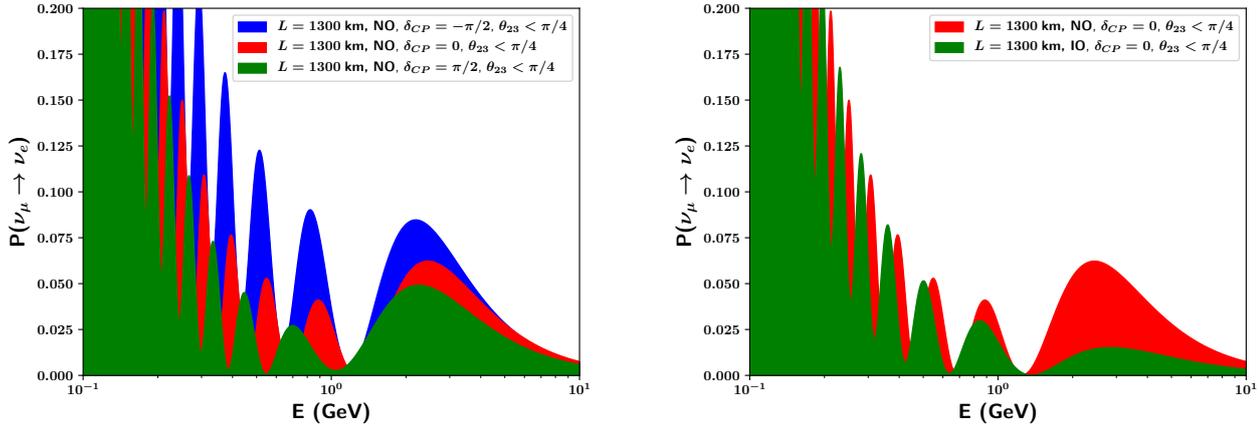


FIGURE 2.3 – Probabilité de changement de saveur en fonction de E à 1300 km. Le graphe de gauche montre l’impact de δ_{CP} , avec un ordre des masses normal. Le graphe de droite montre l’impact de l’ordre des masses, avec $\delta_{CP} = 0$.

entre 0,5 GeV et 5 GeV : ceci permettra ainsi de couvrir les deux premiers maxima de probabilité de changement de saveur et de séparer les effets de la violation de CP et des effets de matière.

2.2.3 Sensibilités attendues

Les études des sensibilités de $DU\nu E$ sont tirées du second volume du CDR de 2015[12]. La sensibilité à l’ordre des masses correspond à la probabilité qu’à $DU\nu E$ de déterminer si l’ordre est normal ou inversé. La sensibilité à la violation de CP correspond à la précision avec laquelle $DU\nu E$ pourra déterminer si $\delta_{CP} \neq 0$ ou π . Si $\delta_{CP} = 0$ ou π , alors la précision est nulle.

$DU\nu E$ mesurera $P\left(\overset{(-)}{\nu}_\mu \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_e\right)$ et $P\left(\overset{(-)}{\bar{\nu}}_\mu \rightarrow \overset{(-)}{\bar{\nu}}_\mu\right)$ en fonction de l’énergie des neutrinos incidents afin de sonder l’ordre des masses et la violation de CP. Ces mesures seront faites en comptant le nombre d’interactions vues dans le détecteur et en estimant le nombre de (anti)neutrinos initialement générés par le faisceau. Seules les interactions par courant chargé (CC) pourront contribuer au signal : elles permettent de connaître la saveur du neutrino ayant interagit en identifiant la saveur de l’(anti)lepton chargé produit dans l’état final. Les interactions courant neutre (NC) ne permettent pas d’identifier la saveurs du (anti)neutrino car n’importe quel (anti)neutrino peut produire n’importe quel (anti)lepton par courant neutre. Ces interactions, ainsi que les interactions d’éventuels (anti)neutrinos tauïques, peuvent cependant créer des événements ressemblant aux interactions par courant chargé, soit en émettant un (anti)électron ou un (anti)muon dans l’état final (c’est le cas des interactions $\overset{(-)}{\nu}_\tau CC$), soit en produisant un π^\pm ou un photon pouvant imiter respectivement un (anti)muon ou un (anti)électron.

Les distributions de l’énergie reconstruite du neutrino dans chacun des quatre canaux de signal, $\nu_e CC$, $\nu_\mu CC$, $\bar{\nu}_e CC$ et $\bar{\nu}_\mu CC$, ainsi que les bruit de fond associés, sont simulées en faisant varier l’ordre des masses et δ_{CP} . En réalisant un ajustement sur ces 4 canaux simultanément (prenant en compte les

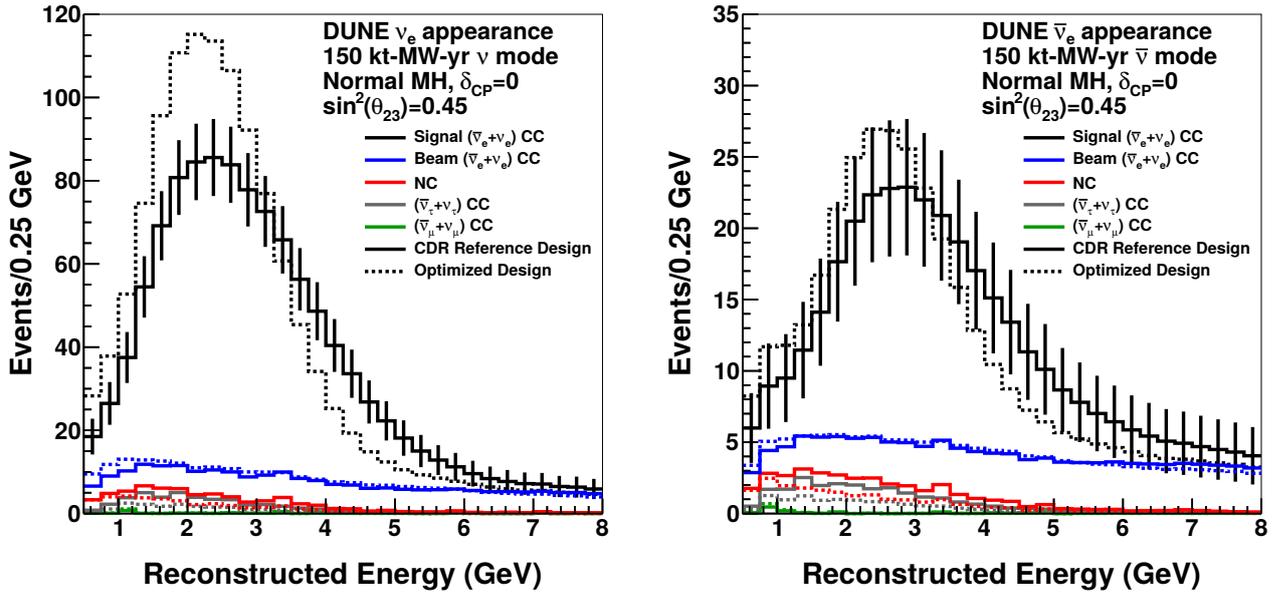


FIGURE 2.4 – Graphes tirés de [12]. Distribution de l'énergie des événements d'apparition ν_e (gauche) et $\bar{\nu}_e$ (droite) attendus dans DU ν E au bout de 7 ans de prise de données (3 ans et demi avec des neutrinos et autant avec des antineutrinos). Les événements sont sélectionnés en identifiant les interactions $\bar{\nu}_e$ CC et contiennent donc du bruit de fond (lignes colorées). Les traits pleins correspondent au faisceau de référence et les traits pointillés au faisceau optimisé.

données connues en 2014 sur les différents paramètres des oscillations des neutrinos), la sensibilité de DU ν E à la violation de CP et à l'ordre des masses est estimée. La Figure 2.4 montre les distribution en énergie simulée pour les canaux ν_e CC et $\bar{\nu}_e$ CC et la Figure 2.5 montre la sensibilité attendue de DU ν E à l'ordre des masses et à la violation de CP en fonction du temps d'exposition.

La Figure 2.5 présente les sensibilités de DU ν E à l'ordre des masses et à la violation de CP en fonction de l'exposition en ktMW yr. Dans les deux cas l'ordre des masses est supposé normal et non connu. D'après ces graphes, un temps d'exposition de 7 ans avec une masse fiducielle de 40 kt et un faisceau de 1,07 MW (300 ktMW yr) permet de déterminer l'ordre des masses à $5\sigma^2$ pour toutes les valeurs possibles de δ_{CP} . La violation de CP peut être déterminée à 5σ pour 50 % de ses valeurs après environ 13 ans, toujours avec une masse fiducielle de 40 kt et un faisceau de 1,07 MW (550 ktMW yr). 3σ pour 75 % des valeurs de δ_{CP} sont atteints après environ 20 ans (850 ktMW yr).

Afin d'atteindre ces sensibilités, le faisceau, le détecteur proche et le détecteur lointain doivent atteindre certaines performances[12]. Le faisceau doit couvrir un spectre en énergie assez large pour permettre d'atteindre les deux premiers maxima de probabilité de transition, qui sont à 2,4 GeV et 0,8 GeV respectivement pour une ligne de base de 1300 km. Il doit être capable de produire au

2. A noter que la distribution $\Delta\chi^2$ de l'ordre des masses ne suit pas une distribution de χ^2 , et il n'est pas vrai que $\sigma = \sqrt{\Delta\chi^2}$. Une relation plus compliquée relie le niveau de confiance de la détermination de l'ordre des masses et $\Delta\chi^2$ [16], et 5σ correspondent à $5,49\sqrt{\Delta\chi^2}$.

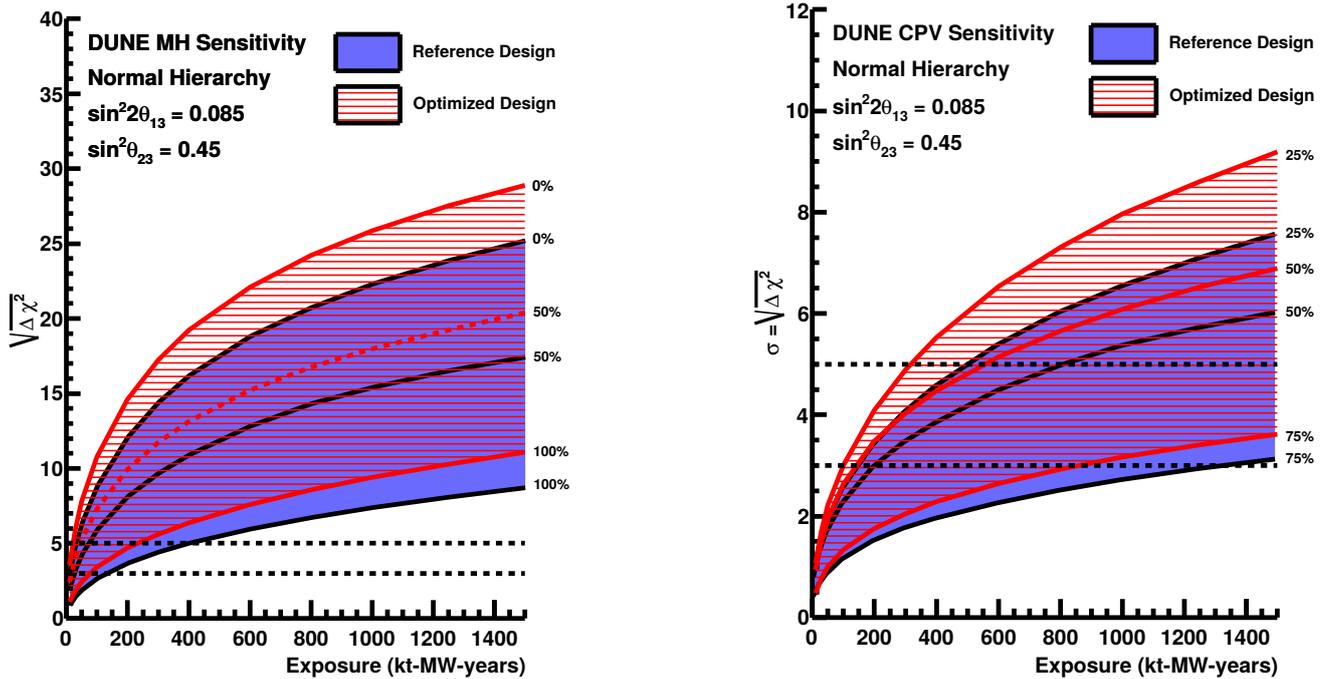


FIGURE 2.5 – Graphes tirés de [12]. Sensibilités attendues à l'ordre des masses (gauche) et à la violation de CP (droite) en fonction de l'exposition, pour le faisceau de référence (en bleu plein) et le faisceau optimisé (en rouge hachuré). L'ordre des masses est supposé normal et inconnu.

choix un faisceau de neutrinos muoniques ou d'antineutrinos muoniques, avec une contamination de (anti)neutrinos électroniques aussi faible que possible.

Le détecteur lointain doit être capable d'identifier les événements $\bar{\nu}_e CC$ et $\bar{\nu}_\mu CC$ précisément et en nombre suffisant, et de reconstruire l'énergie totale de ces événements. Il doit être capable d'identifier les gerbes électromagnétiques et hadroniques et de les contenir en entier dans son volume. Les événements dus aux rayons cosmiques ne doivent pas constituer plus de 1 % du total d'événements. Le détecteur doit donc être profondément enterré.

Le détecteur proche doit pouvoir prédire le flux attendu au détecteur lointain avec suffisamment de précision pour que les erreurs systématiques associées soient négligeables en comparaison des erreurs statistiques sur toute la durée de l'expérience. Le détecteur proche doit pouvoir prédire le flux de ν_μ avec une précision d'au plus 5 % et le flux de ν_e avec une précision d'au plus 2 %. Il doit également pouvoir mesurer la contamination en $\bar{\nu}_e$ du faisceau avant changement de saveur et étudier en détail la topologie des événements pouvant ressembler à du signal. Le détecteur proche mesurera avec précision différentes sections efficaces en fonction de l'énergie du neutrino afin de contraindre les différentes systématiques.

2.3 Le faisceau et les détecteurs proche et lointain

2.3.1 Le faisceau de neutrino

Il existe trois principaux types de faisceau de neutrinos :

- les faisceaux β , qui récupèrent les neutrinos issus de désintégrations β ,
- les usines à neutrinos, qui récupèrent les neutrinos issues de la désintégration de muons,
- les faisceaux mésoniques, qui récupèrent les neutrinos issus de la désintégrations de mésons.

Seule la dernière de ces trois technologies a déjà été utilisée pour des expériences. L'expérience $DU\nu E$ utilisera un faisceau mésonique, aussi nous nous concentrerons sur cette technologie dans la suite du texte. Pour plus d'informations sur les faisceaux β , le lecteur peut consulter l'article [17], et l'article [18] pour plus d'informations sur les usines à neutrinos.

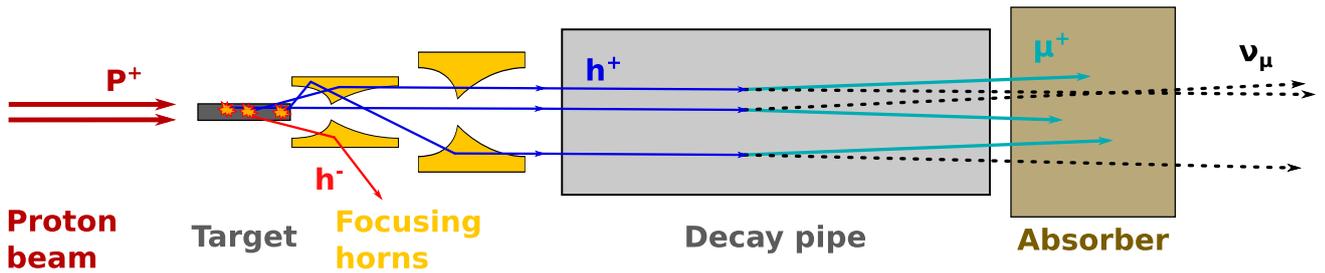


FIGURE 2.6 – Schéma de la création d'un faisceau de neutrinos. Un faisceau de protons (P^+) interagit dans une cible où sont produits, entre autres, des mésons chargés positivement (h^+) et négativement (h^-). Les cornes magnétiques dévient les mésons négatifs et focalisent les mésons positifs, qui se désintègrent en μ^+ et ν_μ . Les μ^+ sont stoppés dans l'absorbeur et les ν_μ continuent.

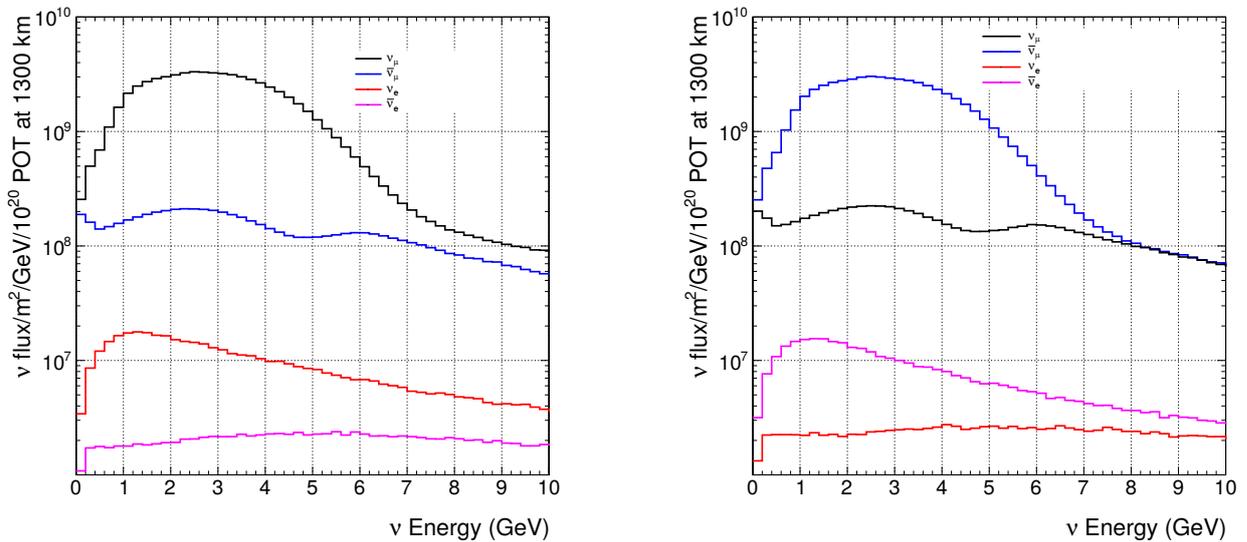


FIGURE 2.7 – Flux de neutrinos et d'antineutrinos, électroniques et muoniques, attendus en l'absence du phénomène d'oscillation des neutrinos au détecteur lointain de $DU\nu E$ avec le faisceau de référence. A gauche avec un faisceau de neutrinos et à droite avec un faisceau d'antineutrinos.

La Figure 2.6 est un schéma de la création d'un faisceau de neutrinos par désintégration de mésons. Il s'agit de produire des mésons chargés (essentiellement des pions et des kaons) en envoyant des protons sur une cible fixe, généralement du graphite. Ces mésons sont ensuite focalisés par une ou plusieurs cornes magnétiques, qui permettent également d'enlever les mésons chargés positivement ou, au contraire, négativement suivant que l'on cherche à produire un faisceau de neutrinos ou d'anti-neutrinos. Les mésons entrent ensuite dans un long tunnel pour s'y désintégrer en muons et neutrinos muoniques, avec une faible contamination de neutrinos électronique due au canal de désintégration rare du kaon $K^+ \rightarrow e^+ \pi^0 \nu_e$. Si l'énergie est suffisante, il peut également y avoir une faible contamination en neutrinos tauiques due à la désintégrations de mésons D_s . Les mésons restant ainsi que les produits de désintégrations autres que les neutrinos sont arrêtés par un absorbeur. Il est également possible de se passer de tunnel de désintégration et d'envoyer directement les mésons dans la roche ou le béton, afin qu'ils interagissent avant de se désintégrer. Les neutrinos viendront alors des produits de ces interactions à court temps de vie. Le faisceau résultant sera bien moins intense, mais sera composé d'autant de neutrinos que d'anti-neutrinos, électroniques et muoniques, ainsi que d'une fraction non négligeable de neutrinos et d'anti-neutrinos tauiques. Cette technique, appelée *beam dump*, n'est pas utilisée dans $DU\nu E$, qui cherche à avoir des neutrinos d'une seule saveur dans son faisceau.

Les articles [19, 20, 21] montrent que le spectre en énergie attendue des neutrinos dépend de l'angle entre la direction de propagation du neutrino et l'angle principal du faisceau. Positionner un détecteur de manière légèrement désaxée ($2,5^\circ$ pour l'expérience T2K par exemple) permet non seulement de choisir le maximum du spectre à une énergie correspondant à un maximum de probabilité de transition, mais aussi d'avoir un spectre plus étroit. Dans $DU\nu E$, l'idée est d'avoir un spectre assez large pour couvrir deux maxima de probabilité. Aussi les détecteurs proche et lointain seront situés sur l'axe du faisceau.

La Figure 2.7 montre le flux attendu sans oscillations au niveau du détecteur lointains avec le faisceau de référence de $DU\nu E$. Des simulations ont été faites [12] afin de trouver des valeurs des caractéristiques du faisceau optimisant le flux au détecteur lointain. Le Tableau 2.1 résume les différences entre le faisceau de référence et le faisceau optimisé. La Figure 2.4 montre les spectres en énergie des événements neutrinos courant chargé attendus au niveau de détecteur lointain pour ces deux designs, et la Figure 2.5 montre que le design optimisé améliore la sensibilité à l'ordre des masses et à la violation de CP.

2.3.2 Le détecteur proche

Après l'absorbeur, le faisceau est constitué uniquement de (anti)neutrinos. La majorité seront muoniques, avec une faible composante de (anti)neutrinos électroniques. Le faisceau se propage en ligne droite jusqu'au détecteur proche, situé 576 m la source du faisceau. Le détecteur proche mesurera en détails le spectre en énergie et la composition en saveurs ($\nu_e^{(-)}$, $\nu_\mu^{(-)}$ et $\nu_\tau^{(-)}$) du faisceau ainsi que les sections efficaces d'interaction courant chargé et courant neutre, afin de réduire les erreurs systématiques lors du comptage des événements au détecteur lointain, et ainsi d'atteindre une précision suffisante à la détermination de l'ordre des masses et de la violation de CP. Une partie du détecteur sera magnétisée

Paramètre	Référence	Optimisé
Énergie du faisceau de proton	80 GeV	80 GeV
Puissance du faisceau de proton	1,07 MW	1,07 MW
Cible	Graphite	Graphite
Courant dans les cornes	230 kA	297 kA
Design des cornes	NuMI-style	Optimisation génétique
Longueur du tunnel de désintégration	204 m	241 m
Diamètre du tunnel de désintégration	4 m	4 m

TABLE 2.1 – Principales caractéristiques du faisceau de neutrinos qui sera envoyé depuis le Fermilab sur les détecteur lointain à Sanford[12]. A gauche est présentée la version de référence, décrite en sous-section 2.3.1. A droite est présentée la version obtenu par un algorithme génétique optimisant le flux de neutrinos au détecteur lointain.

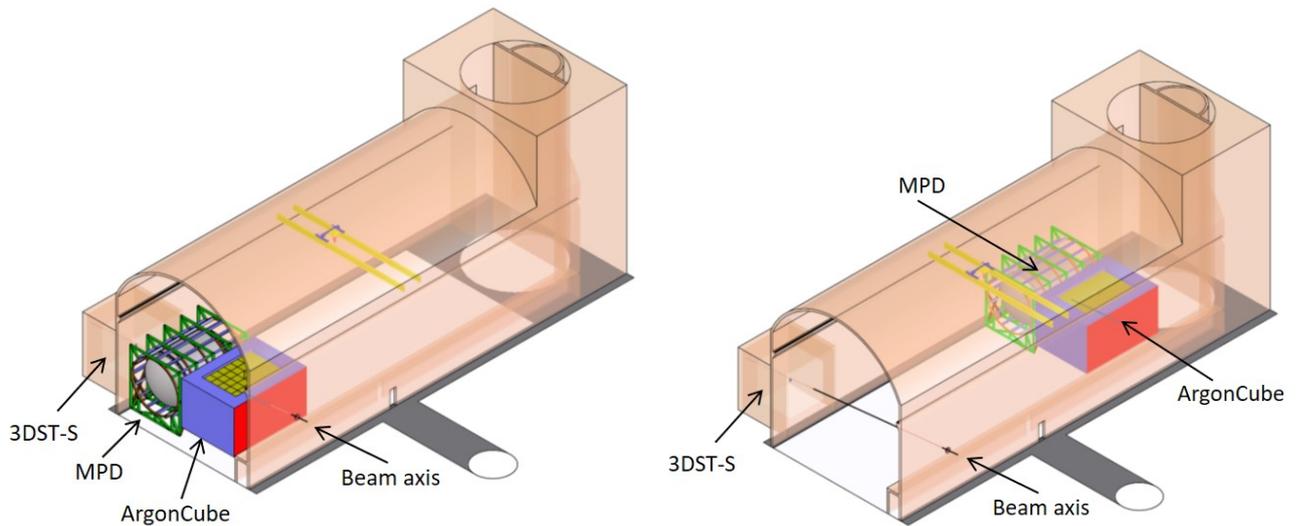


FIGURE 2.8 – Schéma du détecteur proche de DU ν E. Les deux premiers éléments, une LArTPC et une Chambre à Projection Temporelle (TPC) à argon gazeux, sont mobiles sur un axe perpendiculaire au faisceau.

afin de déterminer la charge des leptons dans l'état final d'une réaction (anti)neutrino, permettant de distinguer facilement une interaction neutrino et une interaction antineutrinos. Le détecteur proche servira aussi à collecter des données d'interaction neutrinos en grande quantité, permettant un programme de recherche dédié, allant de la mesure de précision de processus électrofaibles à des tests de physique au delà du Modèle Standard[12].

Le détecteur proche est constitué de trois éléments, placés l'un derrière l'autre le long du faisceau : une LArTPC modulaire appelée ArgonCube, un spectromètre magnétique constituée d'une TPC cylindrique à argon gazeux entourée d'un calorimètre électromagnétique et un trajectographe à scintillateur 3D. Les deux TPC pourront coulisser sur un axe perpendiculaire au faisceau afin de prendre des données hors axe. La LArTPC sera composée de 7×5 modules de $1 \times 3,5 \times 1 \text{ m}^3$ afin d'être assez grand pour contenir entièrement les gerbes hadroniques. Le fait d'utiliser de l'argon liquide rend les mesures de sections efficaces dans ArgonCube directement extrapolables au détecteur lointain, réduisant les systématiques des mesures. Le second élément, situé juste derrière la LArTPC dans un champ magnétique de 0,5 T, est une TPC cylindrique à argon gazeux haute pression (10 atm) de 5,2 m de diamètre et 5 m de largeur, entourée d'un calorimètre électromagnétique. La TPC à gaz peut reconstruire des topologies complexes avec grande précision, et a aussi l'avantage d'être de l'argon, comme le détecteur lointain, et donc de produire des résultats extrapolables à ce dernier. Elle pourra également identifier le signe des particules grâce au champ magnétique. Elle permettra également de vérifier l'efficacité de reconstruction de la LArTPC. Le trajectographe à scintillateur 3D, basé sur la même technologie que la mise à niveau du détecteur proche de T2K, est un assemblage de cubes de plastiques scintillateurs de 1 cm^3 traversés par des fibres optiques suivant les trois dimensions, permettant de reconstruire des événements 3D. Le nombre total de cubes n'est pas arrêté. Ce trajectographe sera entouré d'une TPC, d'un calorimètre électromagnétique et d'un aimant. Il sera donc également capable de déterminer le signe des charges des particules. Il sera capable de fournir suffisamment de statistique pour mesurer le flux de neutrinos sur de courtes périodes, et permettra d'étudier des systématiques différentes de celles des autres éléments du détecteur proche.

La statistique attendue pour les différents composants du détecteur proche est de l'ordre de $4 \cdot 10^7$ événements par an dans ArgonCube, $1 \cdot 10^7$ dans la TPC à argon gazeux et $2 \cdot 10^6$ dans le trajectographe.

2.3.3 Le détecteur lointain

Après avoir parcouru 1300 km à travers la croûte terrestre, les neutrinos atteindront le détecteur lointain, constitué de 4 modules contenant chacun 10 kt d'argon liquide (voir Figure 2.9). Ils seront situés 1450 m sous la surface afin d'être protégés des rayons cosmiques. Ce seront des Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide (LArTPC), contenant chacun un volume homogène de 10 kt d'argon liquide dans lequel les traces des particules chargées sont reconstruites en trois dimensions en faisant dériver les électrons résultant de l'ionisation de l'argon vers des surface de lecture. Cette technologie offre une précision millimétrique, une très bonne résolution en énergie et une reconstruction 3D des interactions. Le détecteur lointain permettra donc l'étude détaillée des interactions neutrinos. Bien que

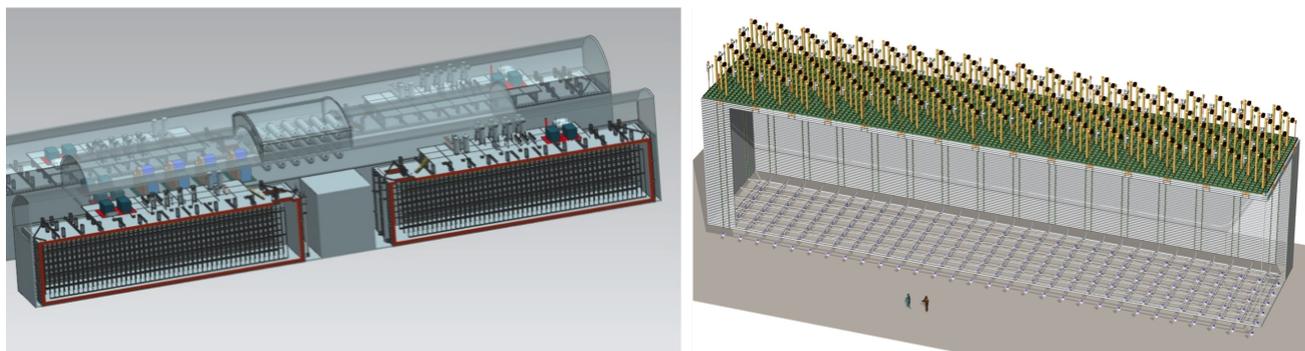


FIGURE 2.9 – Schéma du détecteur lointain de $DU\nu E$. Deux modules du design de référence sont à gauche, un module du design double phase est à droite.

cette technologie ait déjà fait ses preuves avec les 600 t d'ICARUS, un module de 10 kt nécessite une étape de prototypage supplémentaire. Le projet $protoDU\nu E$, au CERN, a pour objectif de déterminer la faisabilité d'une LArTPC à l'échelle de $DU\nu E$. Le projet $protoDU\nu E$ -SP, se concentre sur la technologie testée par ICARUS, tandis que $protoDU\nu E$ -DP test l'alternative DLArTPC, dont la technologie est décrite en détail section 3.3. Cette dernière permet d'amplifier les charges à détecter dans une fine couche d'argon gazeux en haut du volume de détection, et ainsi d'améliorer le rapport signal/bruit, offrant la possibilité de réduire le seuil de détection en énergie et ainsi de voir des événements de plus basse énergie.

Les performances requises et attendues de la version "simple phase" (sans phase gazeuse) du détecteur lointain sont résumées dans le Tableau 2.2. En vue d'évaluer les performances attendus du détecteur lointain, un programme de R&D est en cours. En particulier, le projet $protoDU\nu E$ -DP, à la nouvelle plateforme neutrino du CERN, vise à évaluer les performances d'une LArTPC à grande échelle. La version "double phase" fait également l'objet d'une R&D intensive à travers le projet WA105, également à la plateforme neutrino. Un premier prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a été construit et opéré au CERN entre 2016 et 2017. Le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ de $protoDU\nu E$ -DP, dont le but est de tester la technologie DLArTPC en vue de l'utiliser dans $DU\nu E$, a achevé d'être construit en 2019 et va prendre des données à partir de la fin de l'été 2019.

Paramètre	Requis	Atteint	Attendu
Signal/Bruit	9 : 1	10 : 1	9 : 1
Incertitude sur l'atténuation de la charge dans l'argon liquide	< 5 %	< 1 %	< 1 %
Résolution de la position des vertex	(2,5; 2,5; 2,5)cm		(1,1; 1,4; 1,7)cm
Séparation $e - \gamma$	> 0.9		> 0.9
Résolution sur l'impulsion des muons	~ 18 %	~ 18 %	~ 18 %
Incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons	~ 5 %	~ 2.2 %	LArIAT et protoDU ν E-SP
Résolution de l'énergie des électrons	$0,15/\sqrt{E(\text{MeV})}$ $\oplus 1 \%$	$0,33/\sqrt{E(\text{MeV})}$ $\oplus 1 \%$	LArIAT et protoDU ν E-SP
Résolution de l'énergie des hadrons s'arrêtant dans le détecteur	< 10 %		LArIAT et protoDU ν E-SP

TABLE 2.2 – Tableau issu de [22] présentant les performances requises, atteintes et attendues des LArTPCs du détecteur lointain de DU ν E. Les performances requises sont celles avec lesquelles DU ν E doit pouvoir opérer. Les performances atteintes sont celles déjà achevées dans d'autres expériences. Les performances attendues sont les extrapolations de ces performances atteintes à DU ν E. Le rapport signal sur bruit est indiqué pour une particule interagissant proche de la zone de collection de charge. La troisième coordonnée indiquée pour la position des vertex et selon l'axe du faisceau de neutrino. La résolution de l'impulsion des muons est indiquée pour des muons s'arrêtant dans le détecteur. L'expérience LArIAT citée dans ce tableau est une petite LArTPC destinée à la calibration et à la caractérisation précise de cette technologie.

Références

- [1] D. P. ET. AL. « Proton Improvement Plan-II ». In : (2013). URL : http://projectx-docdb.fnal.gov/cgi-bin/RetrieveFile?docid=1232&filename=1.2%20MW%20Report_Rev5.pdf&version=3.
- [2] M. TANABASHI et al. « Review of Particle Physics ». In : *Physical Review D* 98.3 (août 2018). DOI : 10.1103/physrevd.98.030001.
- [3] K2K COLLABORATION et M. H. AHN. « Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment ». In : *Phys.Rev.D74 :072003,2006* (15 juin 2006). DOI : 10.1103/PhysRevD.74.072003. arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0606032v3> [hep-ex].
- [4] MINOS COLLABORATION et al. « Combined analysis of nu-mu disappearance and nu-e appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos ». In : *Phys. Rev. Lett.* 112, 191801 (2014) (4 mar. 2014). DOI : 10.1103/PhysRevLett.112.191801. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1403.0867v2> [hep-ex].
- [5] N. AGAFONOVA et al. « Final Results of the OPERA Experiment on nu to tau Appearance in the CNGS Neutrino Beam ». In : *Physical Review Letters* 120.21 (mai 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.120.211801.
- [6] P. ADAMSON et al. « First measurement of muon-neutrino disappearance in NOvA ». In : *Physical Review D* 93.5 (mar. 2016). DOI : 10.1103/physrevd.93.051104.
- [7] K. Abe et. AL. « Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2x10²¹ Protons on Target ». In : *Physical Review Letters* 121.17 (oct. 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.121.171802.
- [8] Hyper-Kamiokande PROTO-COLLABORATION et al. « Hyper-Kamiokande Design Report ». In : (9 mai 2018). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1805.04163v2> [physics.ins-det].
- [9] R. ACCIARRI et al. « Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report Volume 1 - The LBNF and DUNE Projects ». In : (20 jan. 2016). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1601.05471v1> [physics.ins-det].
- [10] M. A. ACERO et al. « New constraints on oscillation parameters from nue appearance and numu disappearance in the NOvA experiment ». In : *Phys. Rev. D* 98, 032012 (2018) (31 mai 2018). DOI : 10.1103/PhysRevD.98.032012. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1806.00096v2> [hep-ex].

- [11] Tadashi KOSEKI. « Upgrade Plan of J-PARC MR - Toward 1.3 MW Beam Power ». en-us. In : *Proceedings of the 9th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2018* (2018), Canada-. doi : 10.18429/jacow-ipac2018-tupak005.
- [12] DUNE COLLABORATION et al. « Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report Volume 2 The Physics Program for DUNE at LBNF ». In : (18 déc. 2015). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1512.06148v2> [physics.ins-det].
- [13] Jogesh C. PATI et Abdus SALAM. « Is Baryon Number Conserved? » In : *Physical Review Letters* 31.10 (sept. 1973), p. 661-664. doi : 10.1103/physrevlett.31.661.
- [14] *Hyper-K official website*. <http://www.hyper-k.org/en/physics/phys-hierarchy.html>. Accessed : 12-03-2019.
- [15] M. BASS et al. « Baseline optimization for the measurement of CP violation, mass hierarchy, and theta23 octant in a long-baseline neutrino oscillation experiment ». In : *Phys. Rev. D* 91, 052015 (2015) (1^{er} nov. 2013). doi : 10.1103/PhysRevD.91.052015. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1311.0212v3> [hep-ex].
- [16] Emilio CIUFFOLI, Jarah EVSLIN et Xinmin ZHANG. « Confidence in a Neutrino Mass Hierarchy Determination ». In : (22 mai 2013). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1305.5150v2> [hep-ph].
- [17] E. WILDNER. « Beta Beams for Neutrino Production ». In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 229-232 (août 2012), p. 227-231. doi : 10.1016/j.nuclphysbps.2012.09.037.
- [18] M. BOGOMILOV et al. « Neutrino factory ». In : *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 17.12 (déc. 2014). doi : 10.1103/physrevstab.17.121002.
- [19] Jean-Michel LEVY. « Kinematics of an off axis neutrino beam ». In : (4 mai 2010). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1005.0574v2> [hep-ex].
- [20] Kirk T McDONALD. « An Off-Axis Neutrino Beam ». In : (9 nov. 2001). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0111033v1> [hep-ex].
- [21] Y. ITOW et al. « The JHF-Kamioka neutrino project ». In : (5 juin 2001). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0106019v1> [hep-ex].
- [22] R. ACCIARRI et al. « Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF ». In : (12 jan. 2016). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1601.02984v1> [physics.ins-det].

3.1 Introduction

La technologie DLArTPC utilise une fine couche d'argon gazeux au dessus d'un volume d'argon liquide pour amplifier la charge déposée par les particules chargées traversant le milieu. Ceci permet d'atteindre un meilleur rapport signal/bruit qu'une LArTPC simple phase tout en améliorant la résolution spatiale. Dans la DLArTPC de $DU\nu E$ (Figure 3.1), une particule traversant le volume d'argon liquide ionise ce dernier, un champ électrique de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$ permet de faire dériver les électrons ainsi libérés jusqu'au plan de lecture de charges (CRP), où ils sont extraits vers la phase gazeuse par un champ électrique de 2 kV cm^{-1} appliqué entre une grille d'extraction immergée et les amplificateurs dans le gaz. Un amplificateur (appelé Large Multiplicateur d'Électrons (LEM)), est une plaque de circuits imprimés (PCB) de 1 mm d'épaisseur percée de trous de $500 \mu\text{m}$ de diamètre au travers de laquelle est appliqué un champ électrique de 31 kV cm^{-1} . Les électrons, en traversant les LEMs, génèrent alors une avalanche de Townsend, amplifiant le signal d'un facteur 20. Les électrons quittent ensuite les LEMs et sont amenés, par un champ de 5 kV cm^{-1} , aux anodes de lectures segmentées en 2 vues, capables de reconstruire les événements en 2 dimensions. La connaissance de la vitesse de dérive des électrons dans l'argon liquide, et du temps initial (t_0) de l'événement, donné par la lumière de scintillation émise au moment de l'ionisation de l'argon liquide, permet de reconstruire la troisième coordonnée et ainsi de produire des images d'une précision millimétrique des interactions.

Le projet WA105, au CERN, prototypé la technologie DLArTPC en vue de l'utiliser pour réaliser un module de 12 kt du détecteur lointain de $DU\nu E$ (Figure 3.2). Un premier prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (4,2 t), construit et opérationnel au CERN entre 2016 et 2017, a prouvé que la technologie fonctionne avec une distance de dérive de 1 m et une surface de lecture de charge de 3 m^2 . Il a également testé et validé les choix technologiques utilisés pour la réalisation démonstrateur de proto $DU\nu E$ -DP ; il a permis de souligner quelques difficultés techniques, notamment sur la tenue en tension des LEMs, qui ont pu être prises en compte pour la réalisation de ce démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ (300 t d'argon liquide). Ce dernier, construit au CERN et qui prendra des données cosmiques à partir du mois d'août 2019, a pour but d'évaluer la capacité d'une DLArTPC de plusieurs centaines de tonnes à répondre aux besoins de $DU\nu E$ en terme de rapport signal/bruit, de résolution spatiale, de résolution en énergie, ainsi que développer les techniques de construction et d'exploitation d'une DLArTPC de plusieurs kilo tonnes.

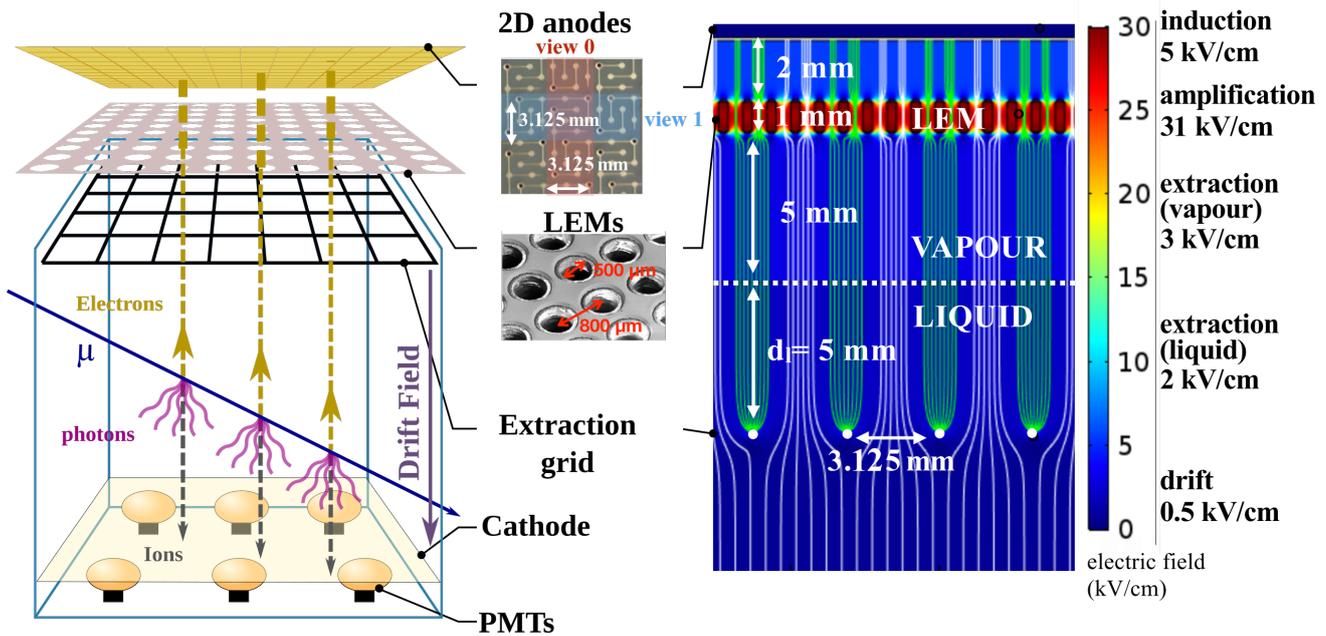


FIGURE 3.1 – Schéma d’une chambre à projection temporelle à double phase d’argon liquide. La dérive des électrons se fait verticalement afin de pouvoir amplifier ces derniers à travers un ou plusieurs Large Multiplieur d’Électrons (LEM) situé dans une fine couche d’argon gazeux en haut du volume d’argon liquide.

Nous commencerons ce chapitre en détaillant le design et les objectifs du prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, dont les résultats sont analysés au chapitre 5. Nous détaillerons ensuite le démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Nous continuerons avec une description détaillée des processus propres aux DLArTPC de WA105 puis avec l’état de l’art de cette technologie, et nous finirons par décrire les différents processus physiques impliqués dans l’ionisation, la dérive, l’extraction, l’amplification et la collection des électrons dans l’argon liquide.

3.2 Les DLArTPC de WA105

3.2.1 Avantages et inconvénients de la technologie DLArTPC

L’amplification du signal permet la détection d’événements plus bas en énergie. Avec un bruit électronique de moins de 2 000 électrons (correspondant au bruit électronique des anodes du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$) et un gain de 20, un rapport signal sur bruit de 240 peut être atteint pour un muon au minimum d’ionisation et une dérive de 1 m.

Cette distance de dérive correspondant à la distance entre la trace de la particule traversant le détecteur et le dispositif de lecture des électrons. Dans une LArTPC, la présence d’impuretés dans l’argon liquide va influencer la valeur maximale de cette distance au dessus de laquelle une trace est détectable. Ces impuretés vont absorber une partie des électrons de dérive (plus de détails en section 3.4.2), et plus la distance de dérive est grande plus le nombre d’électrons lus est faible. Le gain

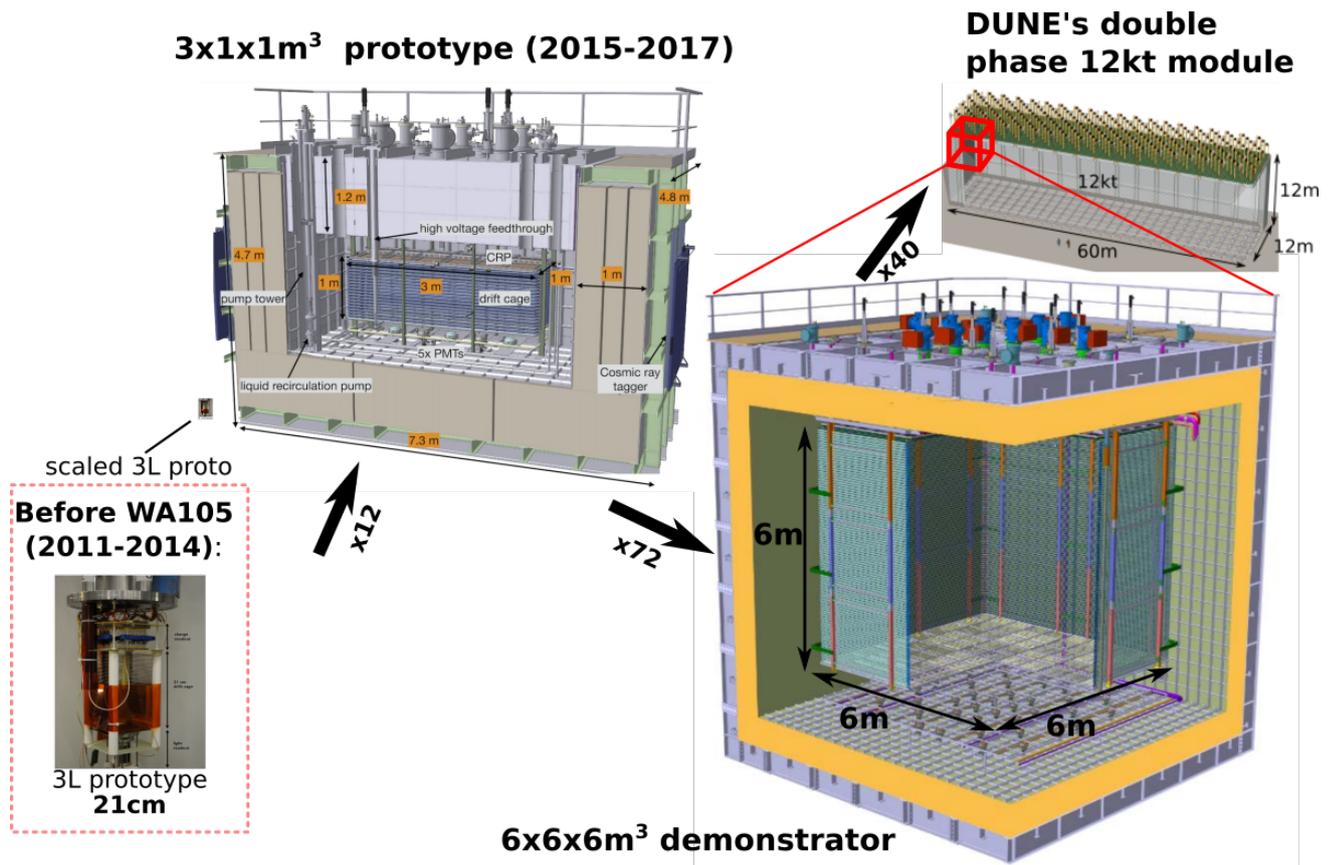


FIGURE 3.2 – WA105 et sa place dans le développement de la technologie DArTPC.

d'une DArTPC permet de diminuer le seuil de détection et donc d'augmenter la distance de dérive maximum. Ceci permet d'avoir un volume utile plus grand et ininterrompu.

Une amplification permet également de travailler avec des canaux de lecture plus fins, étant donné que le seuil en énergie peut être plus bas. Ceci peut alors améliorer la résolution spatiale sur deux dimensions.

Concernant les inconvénients, il y en a deux principaux. Le premier concerne la précision sur la mesure de l'énergie. En effet, le processus d'avalanche de Townsend dépend exponentiellement de la densité du gaz et de l'épaisseur des LEMs servant à l'amplification (voir équation Équation 3.3). Des variations de l'ordre du pourcent de l'un de ces paramètres peut entraîner une variation de l'ordre de la dizaine de pourcent sur le gain. L'effet de l'épaisseur des LEMs est discuté en détail en sous-section 4.2.2. Concernant la densité, le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a montré qu'il est possible de travailler à des conditions thermodynamiques très stables (variations de l'ordre du pour mille, voir sous-section 5.3.2). Le second inconvénient est l'effet de charge d'espace, et concerne essentiellement les grands prototypes en surface. La vitesse de dérive des ions dans l'argon liquide est bien plus faible que celle des électrons (de l'ordre de 1 cm s^{-1}). Une accumulation d'ions dans le volume liquide peut donc entraîner une modification du champ électrique et ainsi déformer les traces. Ce processus est vrai pour les LArTPCs

simple phase également, mais il peut être accru dans les DLArTPCs à cause du retour dans le liquide des ions produits lors de l'amplification[1]. Toutefois, si le taux d'événements est faible, la plupart de ces ions seront évacués entre deux événements. Ce sera le cas dans $\text{DU}\nu\text{E}$, qui sera protégé des rayons cosmiques et qui détectera des événements rares, c'était le cas dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, qui a un volume suffisamment petit, mais ce n'est pas le cas des prototypes de proto $\text{DU}\nu\text{E}$ -DP.

3.2.2 Le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$

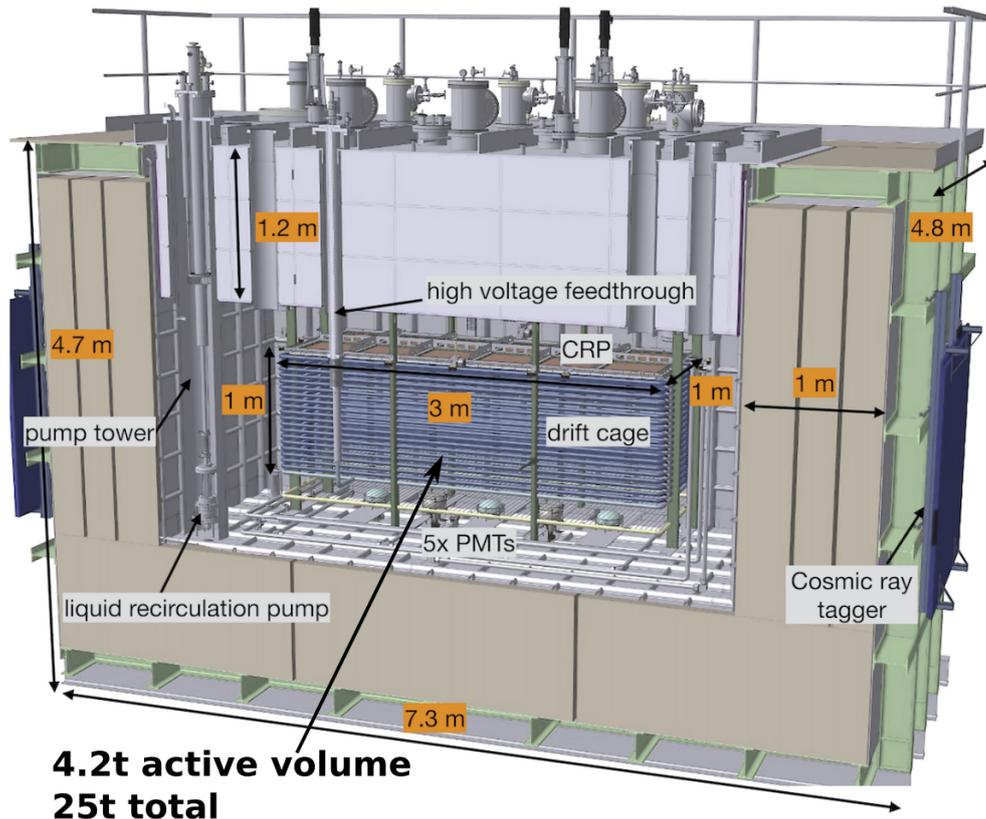


FIGURE 3.3 – Schéma du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

Le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (Figure 3.3), construit et exploité entre 2016 et 2017, avait deux objectifs principaux :

- Prouver que la technologie DLArTPC fonctionne à l'échelle de plusieurs tonnes avec une dérive de 1 m et une surface de lecture de plusieurs m^2 . Il devait donc réussir à voir des traces traversant l'ensemble de la hauteur du détecteur, et reconstruire leurs différentes caractéristiques (énergie, angles, positions...). Il devait aussi étudier la stabilité du gain sur la surface de lecture ainsi que son comportement en fonction du temps et en fonction des différents champs électriques appliqués.
- La plupart des choix techniques faits pour la construction du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont identiques à ceux fait pour le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, notamment le cryostat, l'approvisionnement en argon, les Tubes Photo-Multiplicateurs (PMTs), le plan de lecture de charges (CRP)) et l'électronique de lecture. Le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a donc servi à tester ces choix afin d'anticiper d'éventuels problèmes.

La Figure 3.4 montre deux traces traversant toute la hauteur du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, une gerbe électromagnétique et un muon. Le champ d'amplification était alors de 29 kV cm^{-1} , correspondant à un gain attendu de 9. Le comportement du gain est étudié en détail dans le chapitre 5 en utilisant des muons cosmiques, dont le dépôt de charge attendu sert de référence (voir sous-section 3.4.2).

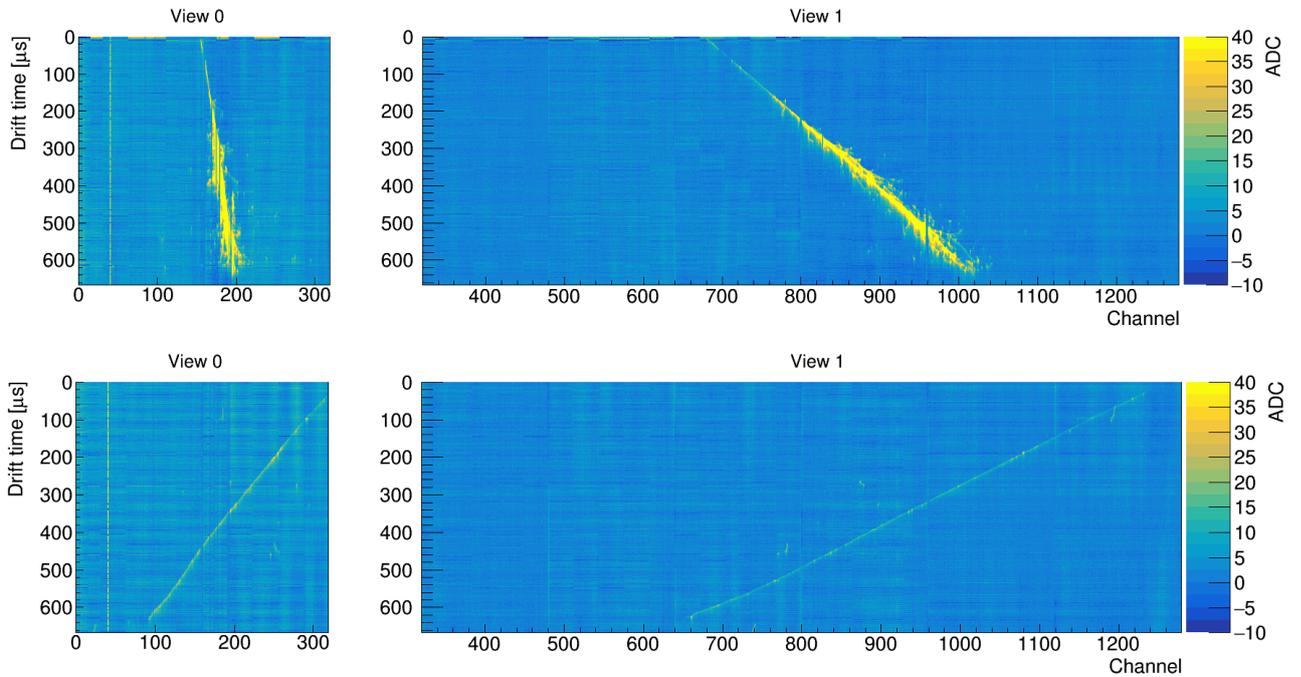


FIGURE 3.4 – Une gerbe électromagnétique et un muon cosmique vus dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. L'amplification était alors de 29 kV cm^{-1} .

Comme il est expliqué au chapitre 5, des problèmes de tenue en tension durant les opérations ont grandement limité la quantité et la qualité de données. Ces problèmes, surtout dus au design des LEMs et à la tension mécanique des fils de la grille d'extraction, ont été pris en compte dans la conception des CRPs du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

Tous les détails techniques présentés ici sont tirés de [2]. Les dimensions extérieures du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont de $7,3 \times 4,7 \times 4,8 \text{ m}^3$. Le volume interne du cryostat est d'environ 23 m^3 . Ce dernier est constitué d'une couche d'acier inoxydable ondulé, capable d'absorber les déformations dues aux contractions thermiques, et d'un isolant d'un mètre d'épaisseur. Le volume actif de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ est délimité par la cage de dérive, fournissant le champ de dérive homogène de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$, la cathode en bas de la cage de dérive et le CRP, en haut de la cage de dérive. La cage de dérive est un assemblage vertical de vingt anneaux creux de section de 34 mm d'acier inoxydable espacés de 5 cm. Ces anneaux sont reliés entre eux par des résistances de 100Ω (à température ambiante), le tout assurant un champ de dérive uniforme dans les 3 m^3 du volume actif. La cathode est une grille faite de tubes d'acier inoxydables de 4 mm de diamètre répartis espacés de 2 cm, fixée à l'anneau du bas de la cage de dérive. Sous la cathode sont situés cinq PMTs servant à la détection de la lumière de scintillation émise lors de l'ionisation de

l'argon, utilisée pour déterminer le temps initial des événements. Ces PMTs ont également servi de déclencheur.

L'ensemble est suspendu au top-cap, couvercle isolant de 1,2 m d'épaisseur fermant le cryostat. Le CRP n'est pas solidaire de la cage de dérive et, grâce à trois câbles traversant le top-cap, peut être positionné précisément en fonction du niveau d'argon liquide. Le top-cap est traversé par les cheminées permettant d'amener la haute tension aux différents éléments et de récupérer les données des différents capteurs, que ce soit les anodes de lectures, les PMTs, ou les capteurs de température, de pression et de niveau d'argon permettant la surveillance en temps réel des conditions à l'intérieur du cryostat. A l'extérieur du cryostat, aux deux extrémités du volume total, se trouvent des plans identificateur de rayons cosmiques (CRT) pouvant servir de déclencheur externe capable de sélectionner des événements quasi-horizontaux.

Le remplissage d'argon liquide du cryostat se fait en quatre étapes. La première étape, appelée "boucle ouverte", consiste à injecter de l'argon gazeux à température ambiante à un débit de 2 L s^{-1} en bas du cryostat par quatre tuyaux, chacun percés de trois ouvertures. Ceci permet de pousser l'air présent uniformément vers le haut du volume où il est évacué. Le processus continue après que tout l'air ait été évacué jusqu'à ce que les concentrations d'impuretés se stabilisent, ce qui correspond environ à 80 fois le volume du cryostat. Commence alors la seconde étape : la circulation d'argon continue mais ce dernier n'est pas évacué. Il passe à travers un purificateur et est réinjecté dans le cryostat afin de continuer à diminuer les impuretés. Ceci prend une centaine de volumes de cryostat avec un débit de 4 L s^{-1} . La troisième étape est le refroidissement, fait en injectant aux quatre coins du bas du cryostat un mélange d'argon gazeux à température ambiante et d'argon liquide à 87 K, pour un débit de 500 L min^{-1} et 1266 L min^{-1} respectivement. Il faut environ cinq jours pour arriver à la température à 170 K, après quoi la quatrième étape, le remplissage, peut commencer. Durant les opérations, l'argon liquide est continûment prélevé, purifié et réinjecté par une pompe située dans un coin en bas du cryostat. Deux volumes par jour circulent ainsi dans le cryostat. De plus, l'argon gazeux est également continûment récupéré, liquéfié et réinjecté dans le cryostat.

Une vue explosée du CRP du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ est présentée en Figure 3.5. Ce dernier est composé de 12 sandwich LEM-Anode (LAS) de $50 \times 50 \text{ cm}^2$, espacés de 0,5 mm, et d'une grille d'extraction constituée d'un maillage carré de fils d'inox tendus à 3 Nm^{-1} . Ces fils sont espacés de 3,125 mm ce qui est égal à la taille des canaux de lecture des anodes. Chaque anode est munie de 160×160 canaux de lecture horizontaux, avec une impédance de 160 pF m^{-1} . Les anodes sont reliées entre elles par des nappes et des connecteurs KEL permettant de former des canaux de lecture continus de 1 m et 3 m. Le bruit de fond correspondant aux 160 pF m^{-1} est inférieur à 2 000 électrons dans les canaux de 3 m [2]. Chaque LEM est fixé à 2 mm sous son anode par 29 vis en Polyetheretherketone (PEEK) munies d'entretoises en MACOR. Les zones des LEMs autour de ces vis et des connecteurs haute tension sont dépourvues de cuivre et de trous d'amplification, de même que le bord du LEM. Ceci réduit la surface active du LEM à 96 %. L'impact de ces zones mortes sur la collection de charges est étudiée en section 4.3. Les différents éléments du CRP sont fixés sur un cadre en G10, dont le coefficient de dilatation thermique

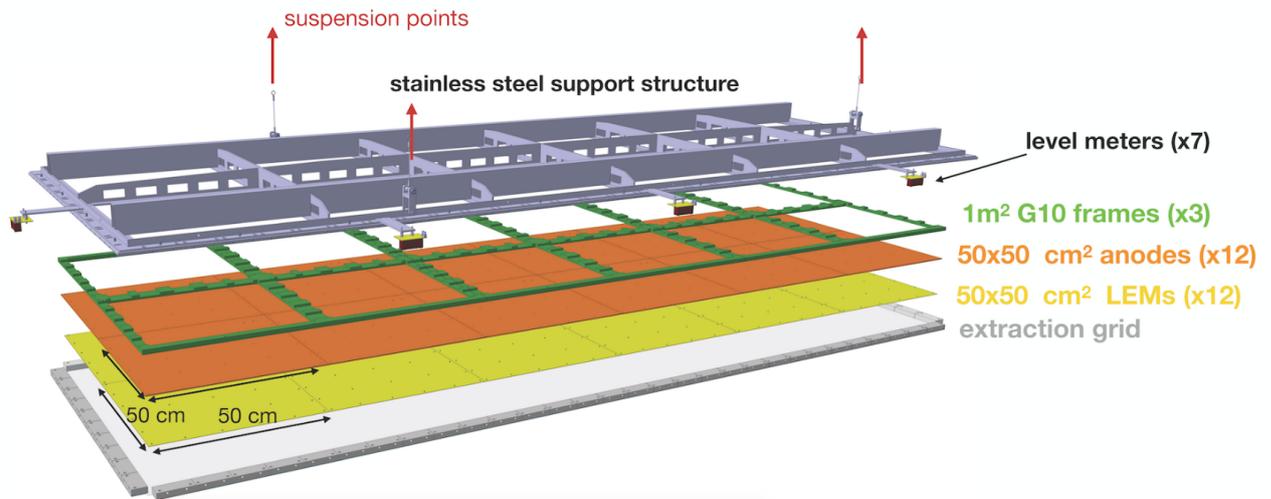


FIGURE 3.5 – Schéma explosé du CRP du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

est proche de celui des LAS le tout monté sur un cadre en inox muni de détecteurs de niveau d'argon, permettant de mesurer en direct la position du CRP par rapport à l'interface liquide-gaz. Le cadre en inox est suspendu au top-cap par trois câbles permettant d'ajuster la position verticale du CRP. La Figure 3.1 présente une vue en coupe du champ électrique à travers le CRP pour les tensions nominales d'opération.

L'emplacement de l'électronique de lecture est un des avantages de la DLArTPC sur la LArTPC simple phase : les cartes front-end sont situées en bas des cheminées, et profitent ainsi de la basse température du cryostat qui réduit le bruit électronique tout en pouvant être retirées pour maintenance durant les opérations sans avoir à ouvrir le top-cap. La numérisation des signaux quant à elle est faite à l'extérieur du cryostat. Les 320 canaux longs de 3 m constituent la *vue 0* du détecteur, tandis que les 960 canaux de 1 m constituent la *vue 1*. Chaque canal est découpé en 1 667 bins de temps de $0,4 \mu\text{s}$ chacun, couvrant ainsi une fenêtre de $667 \mu\text{s}$. La vitesse de dérive d'un électron dans l'argon liquide et un champ de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$ étant de $1,63 \text{ mm } \mu\text{s}^{-1}$ (voir section 3.4.2) ce temps correspond à une distance de 1,09 m. Chaque canal est numérisé avec une résolution de 12 bits, couvrant 1200 fC.

3.2.3 Le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ de protoDU ν E-DP

Le design actuel du futur module de 12 kt[3] de DU ν E implique que le CRP sera constitué d'un assemblage de 4×20 "briques élémentaires" de $3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$. Ces CRPs élémentaires, schématisés en Figure 3.7, ont un design très similaire à celui du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, la différence principale étant, en plus de la dimensions, que le cadre en inox est remplacé par un cadre en Invar, moins sensible aux contractions thermiques. Le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ a été spécifiquement réalisé pour tester, à l'échelle, un ensemble de quatre de ces briques élémentaires avec une distance de dérive de 6 m. Ces objectifs principaux sont :

- Évaluer la capacité de la technologie DLArTPC à répondre aux besoins de DU ν E (Tableau 2.2) en

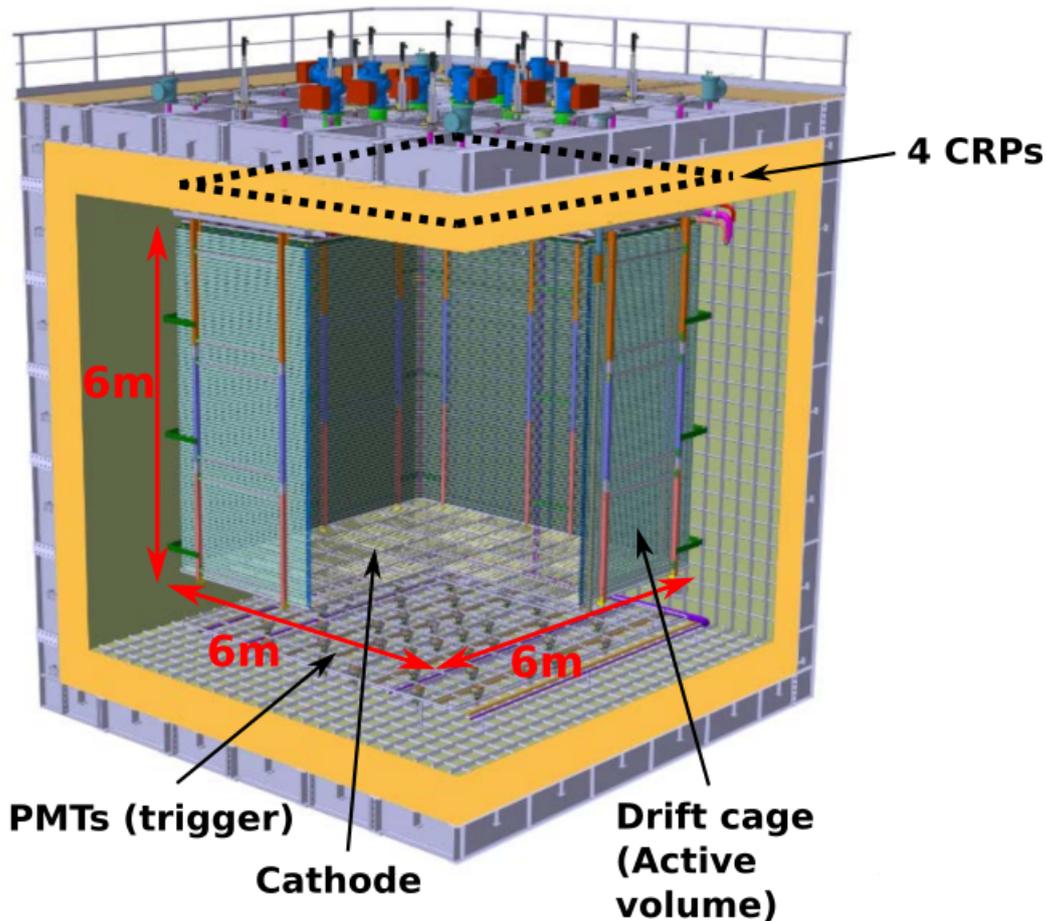


FIGURE 3.6 – Schéma du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

matière de rapport signal/bruit ainsi qu'en terme de résolution, aussi bien spatiale qu'en énergie. Ceci requiert de montrer qu'il est possible d'atteindre un gain effectif égal ou supérieur à 20, homogène sur la surface des CRPs, et de le maintenir sur de longues durées.

- Développer/améliorer l'ensemble des techniques liées à la construction et à l'exploitation d'une DLArTPC à l'échelle de $\text{DU}\nu\text{E}$, de l'assemblage du cryostat jusqu'aux logiciels de reconstruction. Les performances du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, qui commencera à prendre des données en cosmiques en août 2019, seront directement extrapolables aux dimensions de $\text{DU}\nu\text{E}$.

La Figure 3.6 est une modélisation 3D du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Le cryostat et la cage de dérive ont été installés à la plateforme neutrino du CERN entre 2017 et 2018. Le design du cryostat est similaire à celui du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. La cage de dérive (Figure 3.8) est constituée de 8 modules verticaux de $6,3 \times 3 \text{ m}^2$, chacun constitué de trois sous-modules. Chaque module est formé d'un empilement de 98 profilés extrudés en aluminium séparés de 6 cm, maintenus par des poutres en diélectrique Flame Resistant 4 (FR-4). Les profils d'un module sont électriquement connectés aux profils correspondant des deux modules adjacents, formant des anneaux entourant le volume actif. Chaque anneau est relié au suivant par deux

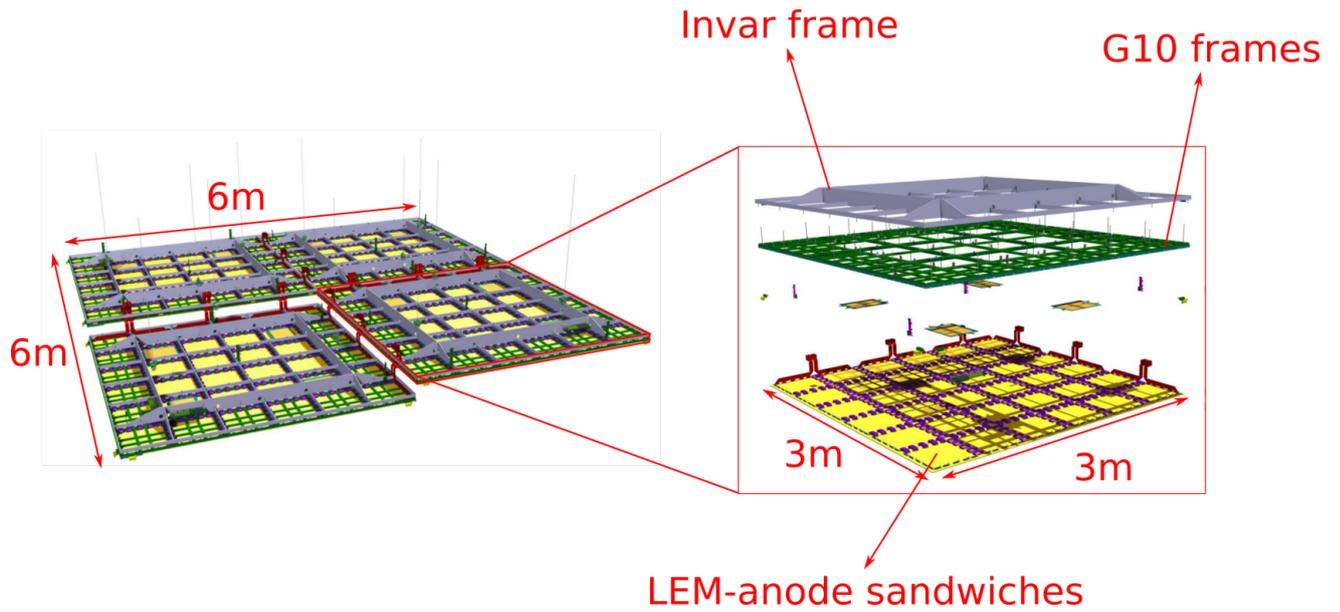


FIGURE 3.7 – Schéma des quatre CRPs du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

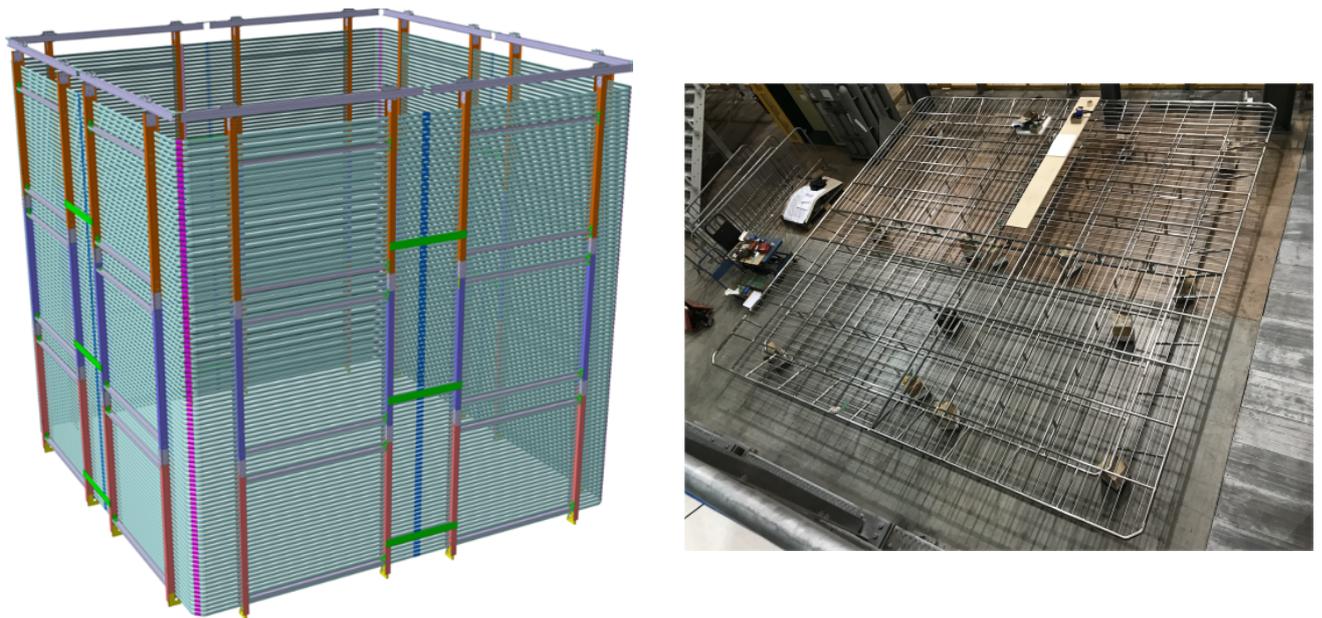


FIGURE 3.8 – Schéma de la cage de dérive (droite) et test d'assemblage de la cathode (gauche) du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

diviseurs de tension. La cathode (Figure 3.8) est, comme le CRP, un assemblage de quatre modules de $3 \times 3 \text{ m}^2$. Les 36 PMTs servant à la détection des photons de scintillations ont été installés sous le volume actif en février 2019. Afin de les protéger de la tension dans la cathode, une grille supplémentaire, à la masse a été installée entre les PMTs et la cathode. Cette grille protégera également la membrane ondulée du cryostat en cas de décharge.

Le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ sera muni, comme le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, de différents capteurs de pression, température et de niveau d'argon afin de surveiller les conditions dans le cryostat durant les opérations. Il sera également muni de deux capteurs d'impuretés, un en bas du cryostat et un à une hauteur de 2,5 m. La présence d'impuretés peut dégrader le signal en absorbant une partie des électrons de dérive (voir section 3.4.2).

Des tests de tenu en tension, avec les résultats du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, ont permis de mettre en évidence et de résoudre un problème des LEMs (plus de détail en sous-section 4.2.3) et de modifier le design initial de ces derniers afin d'atteindre des tensions stables à 3,1 kV, correspondant à un gain attendu de 20 (Figure 3.16). Deux CRPs instrumentés avec 36 LAS chacun ont été installés dans le cryostat entre fin 2018 et début 2019, après avoir subi des tests de tenue en tension et de stabilité dans une boîte cryogénique dédiée (voir sous-section 4.2.6). Par manque de temps, les deux autres CRPs n'ont pas été instrumentés, et sont munis de simples PCBs et d'une grille d'extraction afin de fermer le champ électrique. Un de ces CRPs est néanmoins muni de quatre anodes et pourra ainsi étudier la collection de charges sans amplification. Il pourra ainsi avoir une mesure directe de l'efficacité d'extraction sur la charge lue. En effet, comme nous le montrons en sous-section 3.3.2, une partie des électrons peut être perdue lors de l'extraction du liquide vers le gaz. La prise de données avec des rayons cosmiques devrait commencer durant l'été 2019.

La Figure 3.9 est une photographie de l'intérieur du cryostat montrant les quatre CRPs vus de dessous, et une photographie du bas du volume durant l'installation des PMTs. La Figure 3.10 montre les câblages sur le toit du cryostat et les installations cryogéniques.

3.3 Fonctionnement d'une DLA_rTPC utilisant des LEMs

La technologie à double phase a été proposée par A. Rubbia[4] en 2004. Un premier prototype de 3 L avec une longueur de dérive de 21 cm a été testé dans les années 2010, et a permis de définir les technologies d'amplification et de collection de charges[5] et d'évaluer les performances en terme de gain et de stabilité[6].

3.3.1 Avalanche de Townsend

Le principe de l'amplification de charges dans un gaz est celui de l'avalanche de Townsend, nommé d'après John Sealy Townsend qui l'a étudié début 1900[7]. Il a été utilisé dans la détection de particules depuis sa découverte, notamment dans les compteurs Geiger et les PMTs. Un électron présent dans un gaz va être accéléré par l'application d'un champ électrique. Si ce dernier est assez intense, l'électron acquiert suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz, créant plus d'électrons. Ces électrons sont accélérés à leur tour, ionisant le gaz et créant encore plus d'électrons. Ce processus est exponentiel, et le gain G résultant s'écrit, si l'on néglige les recombinaisons avec les ions :

$$G = e^{\alpha \times d} \quad (3.1)$$

où d est la distance sur laquelle les électrons sont amplifiés et α est le premier coefficient de Townsend, indiquant le nombre d'ionisations par centimètre. Dans les DLA_rTPCs de WA105, d correspond à

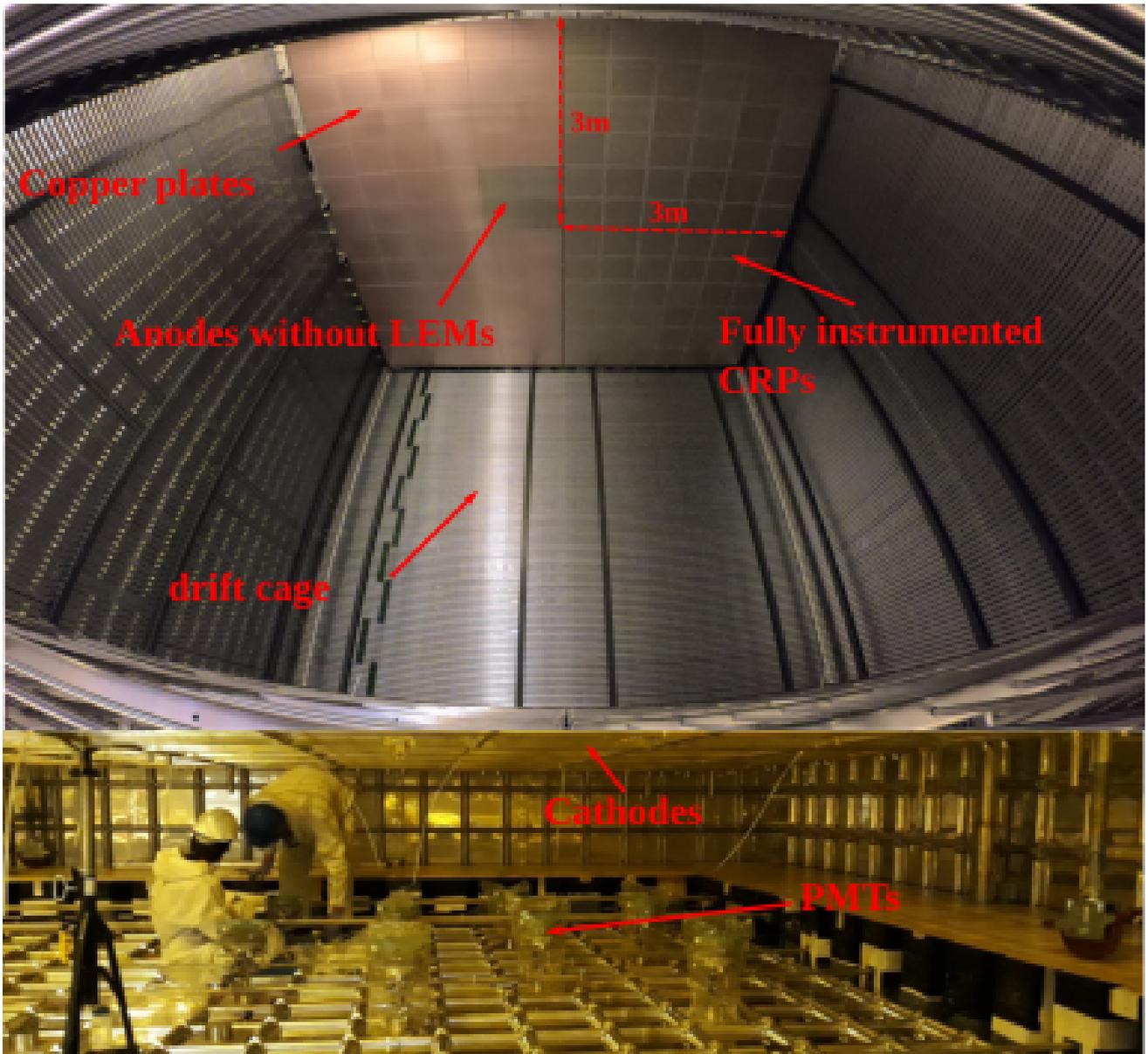


FIGURE 3.9 – Photographies de l’intérieur du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ (mars 2019). On y voit, en haut, les quatre CRPs dont deux sont instrumentés avec des LEMs et d’anodes, un non instrumenté et un muni de quatre anodes sans LEMs. Ce dernier pourra étudier la collection de charges sans amplification et ainsi avoir une mesure direct de l’efficacité d’extraction sur la charge lue. En bas sont visibles les cathodes et les PMTs, alors en cours d’installation.

l’épaisseur des LEMs. Le coefficient de Townsend dépend de la nature du gaz ainsi que de sa densité, et du champ électrique appliqué. Une forme analytique a été proposée par T. Aoyama en 1985[8] :

$$\alpha = A\rho e^{-B\rho/E} \quad (3.2)$$

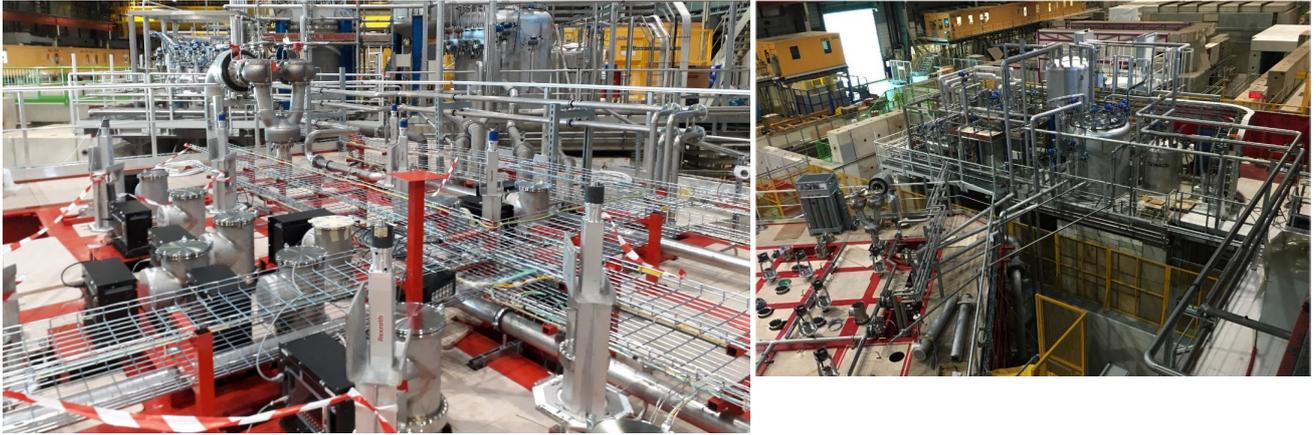


FIGURE 3.10 – Câble et système cryogénique du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

où ρ est la densité du gaz, A et B dépendent de la nature du gaz et E est le champ électrique. L'équation (3.1) devient

$$G = e^{A\rho d} e^{-B\rho/E}. \quad (3.3)$$

Dans les DLArTPCs de WA105, il est impossible de mesurer directement G à cause de la perte possible d'électrons avant et après l'amplificateur (plus de détails en section 4.4). On utilise plutôt le gain effectif G_{eff} défini comme

$$G_{eff} = TG \quad (3.4)$$

où T est un facteur compris entre 0 et 1 et correspond à la "transparence" aux électrons du CRP.

Dans les DLArTPCs de WA105, l'amplificateur est constitué d'un ou plusieurs LEMs placés à 0,5 mm au dessus de l'interface liquide-gaz. Un LEM, montré en Figure 3.14, est une plaque d'époxy FR-4 de 1 mm d'épaisseur, recouverte sur chaque face d'une mince couche de cuivre (quelques dizaines de μm), et percée de trous de 0,5 mm de diamètre espacés de 0,8 mm, entourés d'un anneau sans cuivre appelé *rim*, de quelques dizaines de μm . Une différence de potentiel entre les deux faces du LEM permet de générer le champ d'amplification. La technologie du LEM présente plusieurs avantages comparée aux GEM et aux micro-mégas : un LEM de 1 mm d'épaisseur peut être produit industriellement, est fait avec des matières premières standards et a un faible coup par unité de surface Enfin, il est peu sensible à la contraction thermique impliquée par la cryogénie de la technologie DLArTPC.

3.3.2 Extraction des électrons du liquide vers le gaz

Avant de pouvoir être amplifiés, les électrons doivent sortir du liquide et atteindre le gaz. Il est nécessaire pour cela d'appliquer un champ électrique dans le liquide, dit "champ d'extraction" d'environ 2 kV cm^{-1} . En effet, une étude faite par Gushchin et al. en 1982[9] a montré que l'extraction des électrons se produit en deux temps. Une composante "rapide", où l'électron est extrait en moins de 0,1 μs , et une composante lente. La Figure 3.11 montre la proportion d'électrons de chaque composante en fonction du champ électrique. La proportion d'électrons dans la composante rapide croît avec le champ, et

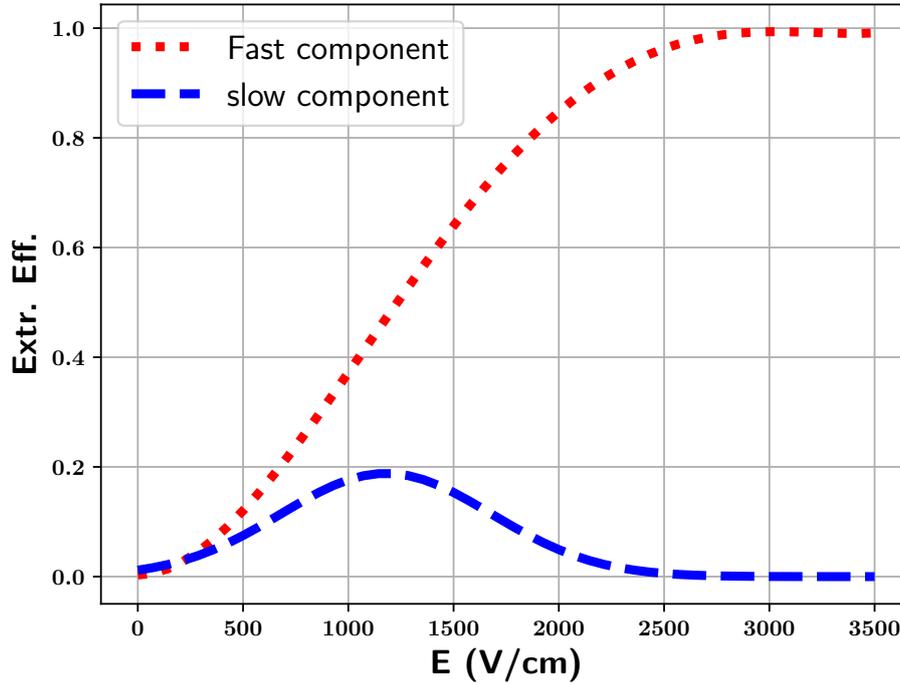
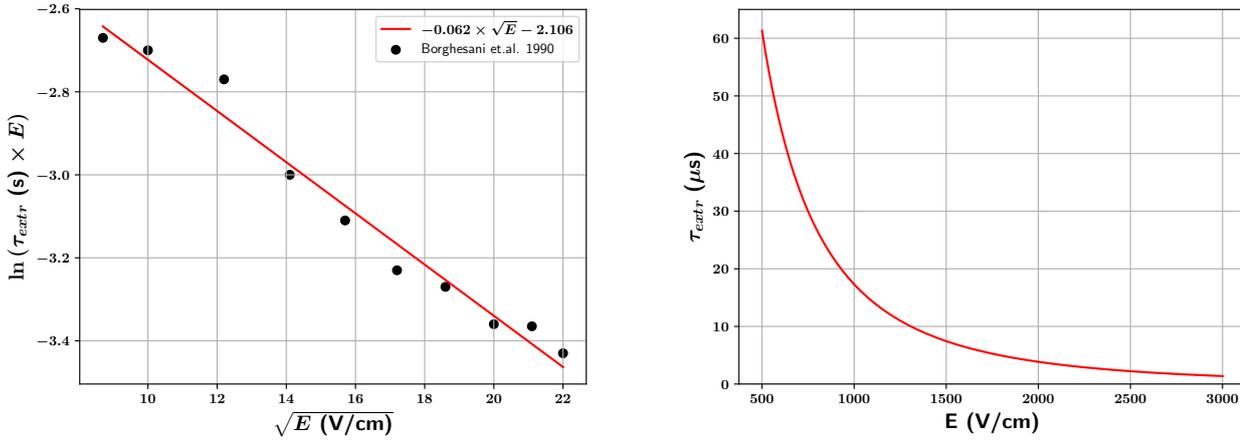


FIGURE 3.11 – Efficacité d’extraction des électrons depuis le liquide vers le gaz en fonction du champ électrique dans le liquide issu d’un ajustement aux données de [9]. La ligne pointillée rouge montre la fraction d’électrons extrait en moins de $0,1 \mu\text{s}$, la ligne en tirets bleus montre la fraction d’électrons extrait en plus de $0,1 \mu\text{s}$.

on peut y ajuster un polynôme d’ordre 4. La proportion d’électrons dans la composante lente peut être ajustée par une gaussienne, et devient négligeable au-delà de $2,5 \text{ kV cm}^{-1}$. La somme des deux composantes n’est pas nécessairement égale à 1, indiquant que des électrons peuvent ne pas être extraits du tout. Le nombre d’électrons extraits par la composante lente en fonction du temps suit une exponentielle décroissante, dont le temps caractéristique peut être de l’ordre de la microseconde[10], ce qui peut entraîner un étalement en temps du signal. Ce temps caractéristique décroît avec le champ d’extraction, comme l’a mesuré Borghesani et al.[10] (voir Figure 3.12).

Les mesures faites dans le prototype de 3 L ont, de plus, mis en évidence un plateau du gain en fonction de ce champ d’extraction à plus de 2 kV cm^{-1} (voir Figure 3.13). Ce phénomène, reproduit par des simulations et discuté en section 4.4, est dû à la perte d’électrons sur le LEM avant amplification à cause de la forme des lignes de champs. Un champ d’extraction nominal de 2 kV cm^{-1} est donc préconisé pour les DLArTPCs de WA105. Ce champ est créé par une grille située sous l’interface liquide-gaz, une différence de potentiel entre cette grille et la face basse du ou des LEMs permet de générer le champ d’extraction. Pour une différence de potentiel $\Delta V_{LEM-grille}$, une distance d_l entre la grille et l’interface et une distance d_g entre l’interface et le LEM, les champs dans le liquide et le gaz



(a) Les points sont les mesures faites dans [10], la ligne rouge est l'ajustement à ces données de la formule proposée dans le même article, donnée dans la légende.

(b) Temps caractéristique de la composante lente de l'extraction en fonction du champ électrique dans le liquide, à partir de l'ajustement fait dans la figure de gauche.

FIGURE 3.12 – Temps caractéristique de la composante lente de l'extraction en fonction du champ électrique dans le liquide.

sont donnés par

$$E_{\text{liquide}} = \frac{\Delta V_{\text{LEM-grille}}}{d_l \left(1 - \frac{\epsilon_l}{\epsilon_g}\right) + (d_l + d_g) \frac{\epsilon_l}{\epsilon_g}} \quad (3.5)$$

$$E_{\text{gaz}} = \frac{\Delta V_{\text{LEM-grille}} - E_{\text{liquide}} \times d_l}{d_g} \quad (3.6)$$

où ϵ_l et ϵ_g sont les constantes diélectriques de l'argon liquide et gazeux respectivement. Dans le design des DLArTPCs de WA105 et du prototype de 3 L, la grille est située 1 cm sous le LEM et l'interface au milieu entra la grille et le LEM. Pour atteindre un champ de 2 kV cm^{-1} , il est alors nécessaire d'appliquer une différence de potentiel de 2,5 kV.

3.3.3 Lecture des électrons

Dans les DLArTPCs de WA105 et du prototype de 3 L, après extraction et amplification, les électrons sont dirigés vers les anodes par un champ électrique dit d'induction, créé par une différence de potentiel entre le haut des LEMs et les anodes. Un champ d'induction plus grand permet de récupérer une plus grande partie des électrons sortant du LEM (voir section 4.4), cependant des contraintes techniques empêchent d'augmenter infiniment ce champ tout en restant stable. Une valeur nominale de 5 kV cm^{-1} est utilisée. Les anodes segmentées (voir Figure 3.15) sont de même dimension que les LEMs, et ont des canaux de lecture larges d'environ 3 mm. Les deux vues de ces anodes partagent la charge équitablement entre elle. Les anodes sont situées 2 mm au dessus des LEMs.

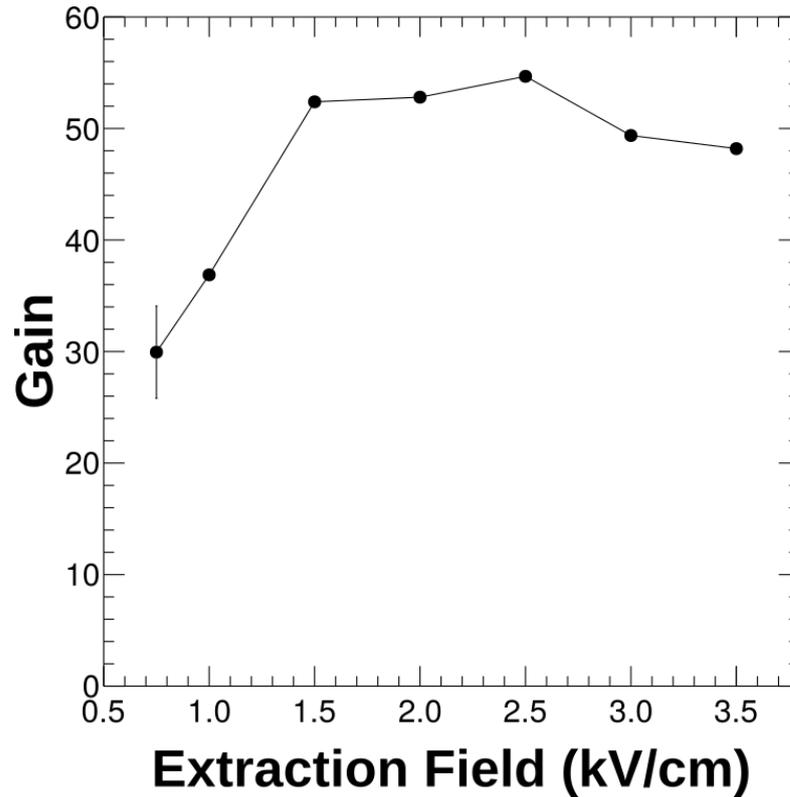


FIGURE 3.13 – Effet du champ d'extraction sur le gain mesuré dans le prototype de 3 L[11].

LEM		Anode	
Épaisseur FR4	1 mm	Capacitance	140 pFm ⁻¹
Diamètre des trous	0,5 mm	Largeur des canaux	3 mm
Géométrie	Héxagonale		
<i>Rim</i>	40 μm		

TABLE 3.1 – Caractéristiques des LEMs et anodes préconisées par les résultats du prototype de 3 L

3.3.4 État de l'art

Une étude de 2008 sur les LEMs[12] a montré qu'il est nécessaire de munir ces derniers de *rims* protecteurs : autour des trous d'amplifications, un anneau sans cuivre doit être présent afin d'assurer la stabilité en tension (voir Figure 3.14). Sans ça, des effets de pointes provoquent des décharges fréquentes et empêchent d'atteindre les tensions requises pour avoir des gains conséquents. Par la suite, le prototype de 3 L[5, 6] a permis d'étudier de nombreux aspects de la technologie DLArTPC. Il a mesuré le gain effectif en fonction du champ d'amplification, montrant qu'un gain de 20 est atteignable pour un champ d'amplification de 31 kV cm⁻¹, soit une différence de potentiel entre le haut et le bas du LEM de 3,1 kV (voir Figure 3.16). Il a également étudié le comportement du gain en fonction du

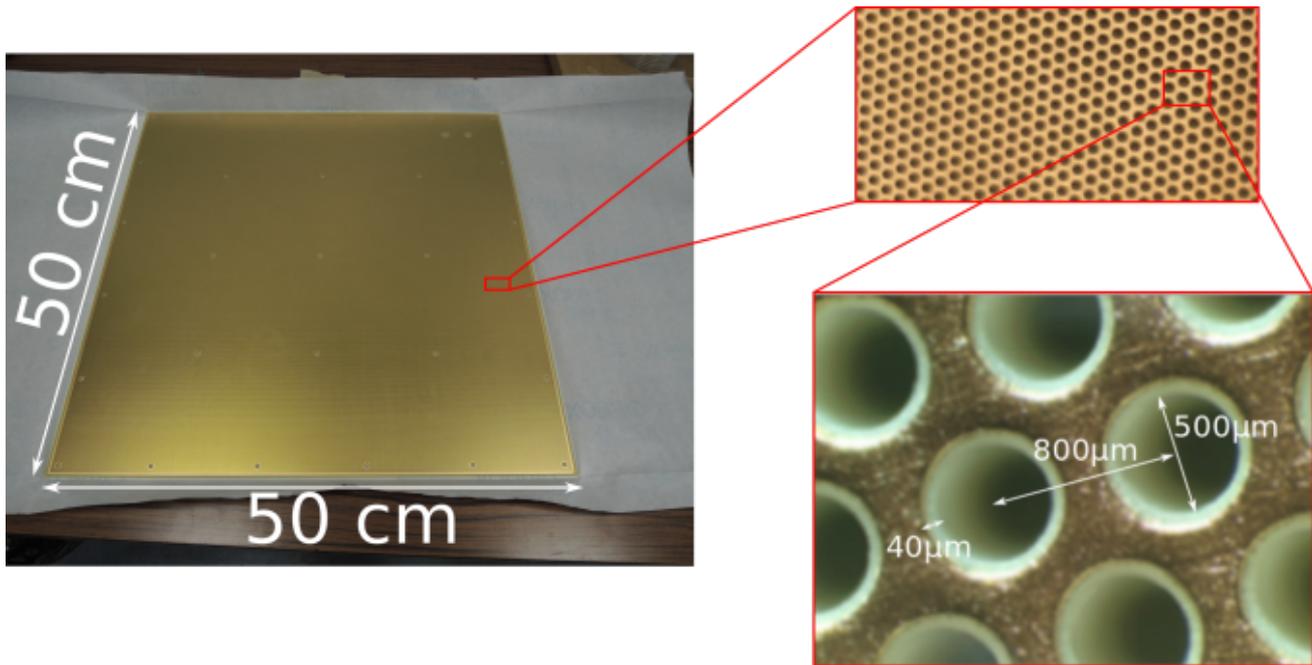


FIGURE 3.14 – Photo d'un LEM avec agrandissement de la disposition en nid d'abeille des trous d'amplification. Le modèle présenté est celui utilisé dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, ceux utilisés dans le prototype de 3 L mesuraient $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

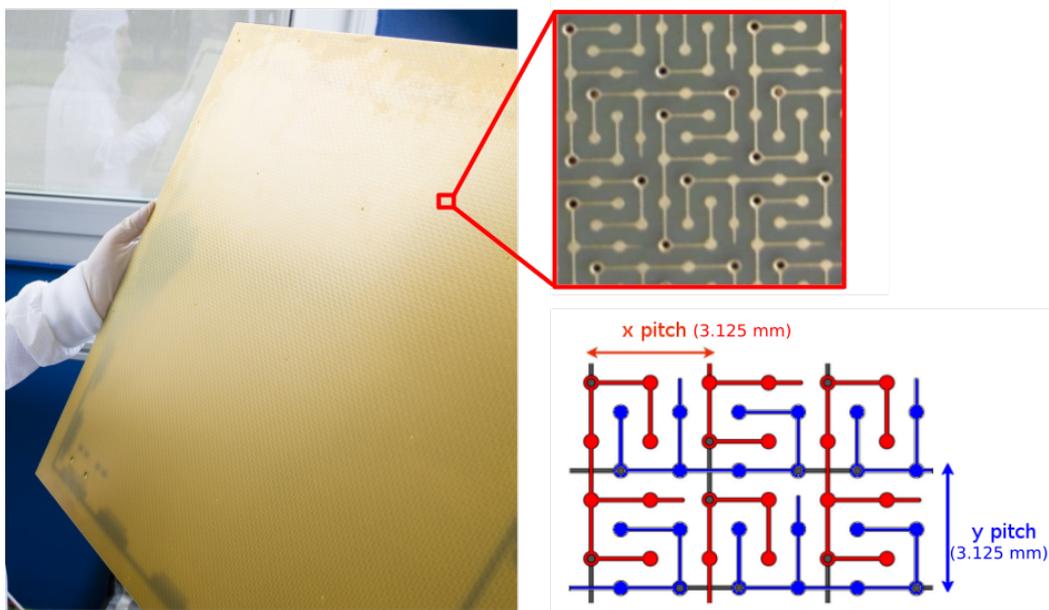


FIGURE 3.15 – Photo et schéma d'une anode de $50 \times 50 \text{ cm}^2$. Le design vient des études du prototype de 3 L [11, 5] et permet un partage égal de la charge entre les deux vues tout en minimisant la capacitance.

temps. Ce dernier décroît jusqu'à atteindre une valeur plateau G_∞ suivant la loi

$$G_{eff}(t) = \frac{G_{eff}^\infty}{1 - \left(1 - \frac{G_{eff}^\infty}{G_{eff}^0}\right) \times e^{-t/\tau_{cu}}}. \quad (3.7)$$

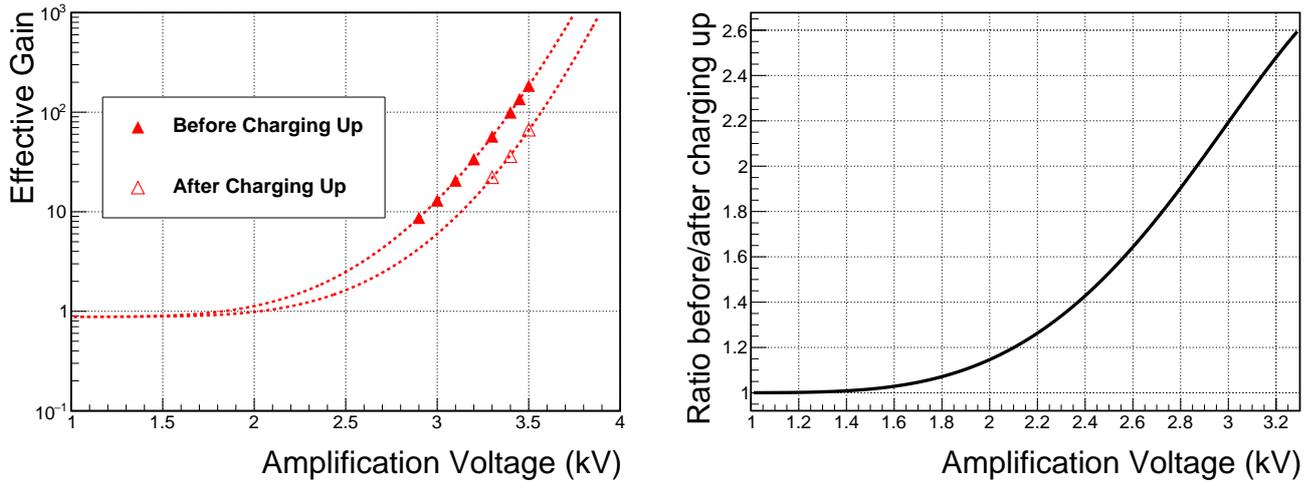


FIGURE 3.16 – Gauche : gain en fonction de la tension d’amplification, mesuré par le prototype de 3 L avant et après *charging up*, ajusté par l’équation (3.4). Droite : Ratio calculé entre le gain avant et après *charging up* avec les résultats de cet ajustement.

où G_{eff}^{∞} est le gain effectif quand $t \rightarrow \infty$ et G_{eff}^0 est le gain à $t = 0$. Ce phénomène, appelé *charging up*, est due à l’accumulation d’électrons sur le FR-4 à l’intérieur des trous d’amplifications. Ceci vient du fait que les lignes de champs peuvent traverser le FR-4, à cause du *rim*. Cette accumulation va peu à peu modifier le champ électrique dans le trou, jusqu’à ce que les lignes de champ ne traversent plus le FR-4. À ce moment là, le gain est stationnaire. La valeur du temps caractéristique τ_{cu} va dépendre, pour un design de LEM fixé, du taux de charges arrivant, et donc de la longueur de la zone de dérive et de l’exposition. Dans le cas du 3 L, qui avait une dérive de 21 cm et était exposé aux rayons cosmiques en surface, ce temps était de l’ordre de la demi journée. Il a également été observé que, lors de la décharge d’un LEM, la zone autour de la décharge voit son gain revenir à G_{eff}^0 , ce qui veut dire qu’une décharge "nettoie" le LEM des électrons accumulés sur le FR-4 autour de la zone de décharge (quelques centimètres carrés). Le *charging up* diminue le gain en diminuant le champ d’amplification. Le gain en fonction de l’amplification étant exponentiel, il est attendu que le rapport entre le gain avant et après *charging up* augmente avec le champ d’amplification. Dans le papier du 3 L de 2014, trois mesures de gain ont été faites après *charging up*. Un ajustement à ces données du gain attendu (3.4) permet, avec l’ajustement du même gain aux données avant *charging up*, d’estimer la variation de ce rapport avec le champ d’amplification. La Figure 3.16 montre le résultat de cet ajustement, qui est utilisé en sous-section 5.4.4 pour comparer les résultats du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ à ceux du 3 L.

Le prototype de 3 L a utilisé ces mesures de gains pour déterminer les caractéristiques optimales des LEMs. Il a montré qu’à une tension d’amplification fixée, une épaisseur plus grande de FR-4 correspond à un temps de charge τ_{cu} plus grand. Une disposition hexagonale des trous permet d’atteindre des gains plus grands qu’une disposition en carrés. Un diamètre des trous plus grand permet une meilleure stabilité en tension du LEM durant une exploitation de plusieurs jours, mais implique une baisse plus importante du gain durant le *charging up* du LEM. La même étude a déterminé la géométrie des anodes

permettant un partage équitable de la charge entre les deux vues, facilitant la reconstruction, tout en réduisant la capacitance et donc le bruit électronique sur les canaux de lecture. Une asymétrie entre les vues de 0,7 % et une capacitance de 140 pF m^{-1} (correspondant à un bruit électronique de 1240 électrons sur des canaux de 1 m) ont été atteintes par le modèle de l'anode présentée en Figure 3.15. Les caractéristiques des LEMs et des anodes sont résumées dans le Tableau 3.1.

3.4 Les processus physiques dans l'argon liquide

3.4.1 Pourquoi l'argon liquide ?

L'argon liquide a de nombreux atouts à être utilisé dans une TPC[13] :

- Il ne capture pas les électrons de dérive, permettant des distances de dérive de plusieurs mètres et une grande précision sur la mesure de la charge déposée.
- La mobilité des électrons est suffisamment grande et leur diffusion suffisamment faible atteindre une précision millimétrique sur des dérives de l'ordre du mètre.
- Il est inerte. Il n'y a donc pas de phénomène de vieillissement des éléments présents dans le volume à cause de l'argon.
- Il est dense, augmentant la probabilité d'interaction d'événements rares comparé aux TPC à gaz.
- Il scintille lors de l'ionisation, et est transparent à sa propre scintillation, ce qui permet à cette scintillation d'être utilisée comme temps initiale pour les événements, voir comme déclencheur.
- Il est peu cher et abondant.

Les propriétés physiques et chimiques de l'argon sont résumées dans le Tableau 3.2.

3.4.2 De l'ionisation de l'argon à la dérive des électrons

Le nombre d'électrons issus de l'ionisation va dépendre de l'énergie déposée dans le milieu, qui va dépendre de l'impulsion de la particule incidente. Un détecteur segmenté comme les DLArTPCs de WA105 va s'intéresser à la charge reçue dans chaque canal de lecture, et donc au dépôt d'énergie par unité de longueur, décrit dans la prochaine sous-section. Après ionisation, une fraction des électrons produits vont se recombiner avec des ions. Il faut prendre en compte ce phénomène dans la reconstruction de l'énergie déposée. Le facteur de recombinaison, définie comme la fraction d'électrons restant après recombinaison, dépend du champ appliqué et de l'énergie déposée (voir équation (3.11)). Cette recombinaison produit également des photons de 128 nm^1 , qui résulte de la désexcitation d'atomes d'argon ayant réabsorbé un électron d'ionisation et qui peuvent être utilisés comme temps initial ou déclencheur. Lors de leur dérive, les électrons peuvent être absorbés par des impuretés présentes dans l'argon liquide, principalement O_2 , H_2O et CO_2 . Le nombre d'électrons survivants suit une loi exponentielle décroissante, caractérisée par un temps de vie effectif des électrons. ICARUS a mesuré un temps de vie de 15 ms[14] en observant l'atténuation du signal avec la distance de dérive. Le prototype de protoDU ν E-SP a quant à lui déduit un temps de vie de 7 ms. Le Tableau 3.4 présente

1. La scintillation est également due à l'excitation d'atomes d'argon par la particule incidente sans création de paires électron-ion.

Propriété	Symbol, valeur et/ou unité
Numéro atomique	Z , 18
Masse atomique	A , 39,948 g mol ⁻¹
Température d'ébullition à pression atmosphérique	87,303 K
Température de fusion à pression atmosphérique	83,8 K
Densité (liquide)	ρ , 1,3973 g cm ⁻³
Point triple	83,8059 K, 0,688 91 bar
constante diélectrique du gaz (du liquide)	$\epsilon_g(\epsilon_l)$, 1,000 516(1,504)
Énergie d'ionisation du gaz (du liquide)	W , 26,4 eV (23,6 eV)
Énergie d'excitation moyenne du liquide	I , 188 eV
Longueur d'onde de scintillation	128 nm

TABLE 3.2 – Propriété physiques et chimiques de l'argon.

la fraction d'électrons restante pour ces deux durées de vie et pour différentes longueurs de dérive. Durant leur dérive, les électrons vont subir de nombreuses diffusions, résultant en un étalement du signal le long de la dérive et dans le plan perpendiculaire à la dérive. La densité d'électrons suit alors une distribution normale décrites par l'équation (3.18). L'importance de la diffusion va dépendre du champ électrique et de la température. La suite de cette section décrit en détail les processus résumés dans ce paragraphe, et le Tableau 3.5 donne les valeurs importantes liées à ces mêmes processus pour des muons au minimum d'ionisation, qui peuvent être utilisés pour calibrer et/ou étudier le gain d'une DLArTPC.

Énergie déposée dans l'argon liquide

Une TPC est capable de visualiser une trace en 3D et de mesurer l'énergie déposée dans le milieu. Très souvent, il est nécessaire de pouvoir comparer la mesure de l'énergie à une prédiction (calibration, estimation de gain...). Chaque canal de lecture va mesurer la charge résultant du dépôt d'énergie d'une particule le long d'une petite distance ds dans le liquide. Si l'énergie déposée sur cette distance est faible en comparaison de l'énergie totale de la particule incidente, alors cette dernière peut être considérée comme ayant une impulsion constante durant la traversée du milieu. Dans ce cas, la distribution de l'énergie déposée par unité de longueur $\frac{\Delta E}{ds}$ suivra approximativement une loi de Landau-Vavilov convoluée à une Gaussienne[16] (c'est le cas pour un muon cosmique traversant de l'argon liquide). La Figure 3.17 montre une telle distribution, avec en pointillés noirs la loi de Landau-Vavilov seule et en trait plein bleu la convolution à une gaussienne. Les traits verticaux indiquent les valeurs les plus

Symbol	Définition	Symbol	Définition
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2,$ $0,307\,075\text{ MeV cm}^2\text{ mol}^{-1}$	$m_e c^2$	Masse de l'électron multiplié par la célérité de la lumière, $0,510\,998\,928(11)\text{ MeV}$
r_e	Rayon classique de l'électron, $2,817\,940\,326\,7(27)\text{ fm}$	I	Énergie d'excitation moyenne, eV
N_A	Nombre d'Avogadro, $6,022\,141\,29(27) \times 10^{23}\text{ mol}^{-1}$	T_{max}	Énergie maximum transférée à un électron, $\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1+2\gamma m_e/M+(m_e/M)^2}\text{ MeV}$
q	Nombre de charge élémentaire de la particule incidente	M	Masse de la particule incidente
Z	Numéro atomique du milieu	$\delta(\beta\gamma)$	Correction due aux effets de densité (voir [15])
A	Masse atomique du milieu	T_{cut}	Coupure sur l'énergie maximum transférée à un électron, megaeV
β	v/c avec v la vitesse de la particule incidente	ρ	Densité du milieu, g cm^{-3}
γ	Facteur de Lorentz, $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	ds	Distance sur laquelle la particule incidente dépose de l'énergie, cm

TABLE 3.3 – Paramètres utilisés dans les équations (3.8), (3.9) et (3.10). Tableau tiré de [15].

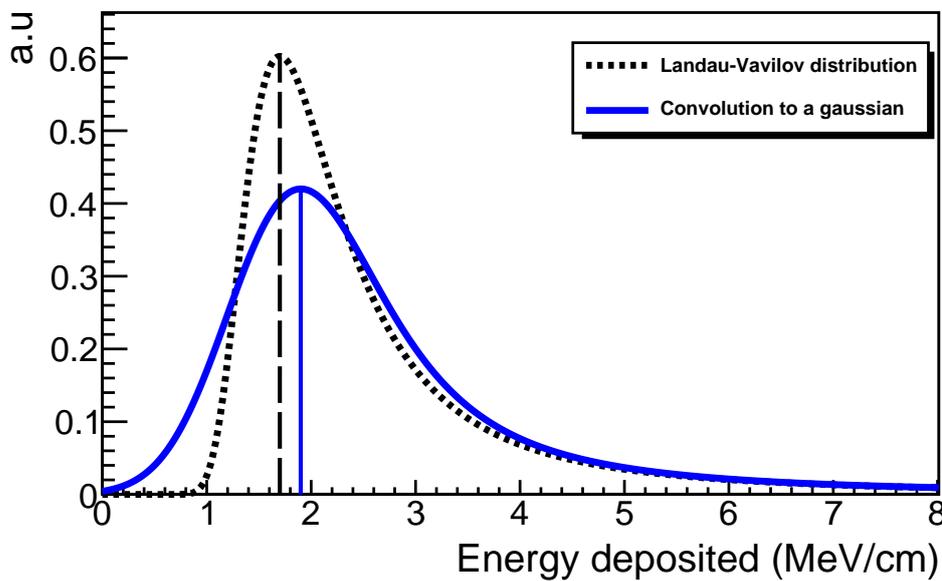


FIGURE 3.17 – Exemple de distribution de Landau-Vavilov (pointillés noirs) convoluée à une gaussienne (trait plein bleu). Les traits verticaux indiquent les valeurs les plus probables des deux distributions.

probables (MPVs) des deux distributions. Cette distribution est asymétrique et tend lentement vers 0 quand l'énergie déposée tend vers l'infini. Elle n'a pas de moyenne définie alors que, physiquement, l'énergie maximale pouvant être déposée est finie. Le spectre mesuré du dépôt d'énergie d'une particule

sera de fait toujours tronqué et aura donc une moyenne mesurable. Cette moyenne ainsi que la MPV de la Landau-Vavilov dépendent de l'impulsion de la particule incidente, et peuvent être utilisées pour calibrer le détecteur.

L'énergie moyenne perdue par unité de longueur par une particule dans un milieu, $\frac{dE}{dx}|_{moyenne}$, est appelée pouvoir d'arrêt. Dans les milieux de numéro atomique intermédiaire comme l'argon, et pour des particules ayant un $\beta\gamma$ compris entre 0,1 et 1 000 (c'est le cas des muons cosmiques), ce pouvoir d'arrêt est bien décrit par la loi de Bethe-Bloch[15] :

$$\frac{dE}{dx}|_{moyenne} = -Kq^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (3.8)$$

Les définitions des différents paramètres de cette équation sont donnés dans le Tableau 3.3, les valeurs pour l'argon sont données dans le Tableau 3.2. Ce pouvoir d'arrêt dépend de l'impulsion de la particule incidente, de sa charge électrique, ainsi que du milieu traversé. Il dépend également de la masse de la particule à travers T_{max} , mais cette dépendance n'est visible qu'à très haute énergie[15]. En pratique, à charge fixée, cette moyenne dans un milieu donné ne dépend que de l'impulsion de la particule incidente. L'allure de cette moyenne en fonction de l'impulsion pour un muon est représentée en trait pleins bleu sur la Figure 3.18. On y voit une valeur minimum à $2,12 \text{ MeV cm}^{-1}$, ce qui correspond à une particule au minimum d'ionisation (MIP). Les autres courbes sont expliquées plus loin.

Dans un détecteur, si une particule incidente transfère une grande partie de son énergie à un électron, ce dernier peut ioniser le milieu à son tour et être détectable. Un tel électron est appelé $\delta - e$ (ce n'est pas un électron de dérive). S'il est discernable de la trace principale, son énergie, et donc l'énergie perdue par la particule incidente au moment de la création de ce $\delta - e$, ne figurera pas dans la distribution des $\frac{\Delta E}{ds}^2$. Dans ce cas, la moyenne de la distribution, $\frac{\Delta E}{ds}|_{mean}$, sera différente du pouvoir d'arrêt $\frac{dE}{dx}|_{mean}$. Il est cependant possible de modifier l'équation (3.8) en y incluant une coupure sur l'énergie maximum transférée, T_{cut} [15]. Cette coupure doit correspondre à la limite en dessous de laquelle un $\delta - e$ n'est plus discernable de la trace principale dans le détecteur et dépend donc du détecteur et de la performance des algorithmes de reconstruction. L'équation modifiée est alors :

$$\frac{dE}{dx}|_{T \leq T_{cut}} = Kq^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{cut}}{I^2} \right) - \frac{\beta^2}{2} \left(1 + \frac{T_{cut}}{T_{max}} \right) - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.9)$$

et son allure est représentée par les traits pointillés bleu sur la Figure 3.18. On voit que l'impulsion correspondant à une MIP augmente et que le minimum diminue quand T_{cut} diminue. De plus, $\frac{dE}{dx}|_{T \leq T_{cut}}$ atteint un plateau, contrairement à $\frac{dE}{dx}|_{mean}$.

Pour s'affranchir de cette difficulté inhérente à l'estimation de T_{cut} , il est possible d'utiliser la MPV de la loi de Landau-Vavilov présente dans la distribution des $\frac{\Delta E}{ds}$. Cependant, cette valeur notée $\frac{\Delta E}{ds}|_{MPV}$ ne correspond pas au maximum de la distribution des $\frac{\Delta E}{ds}$, de par la convolution à une Gaussienne. Elle

2. Il est cependant possible, avec un bon algorithme, d'identifier les $\delta - e$ et leur trace d'origine, et de calculer ainsi l'énergie perdue au moment de leur création.

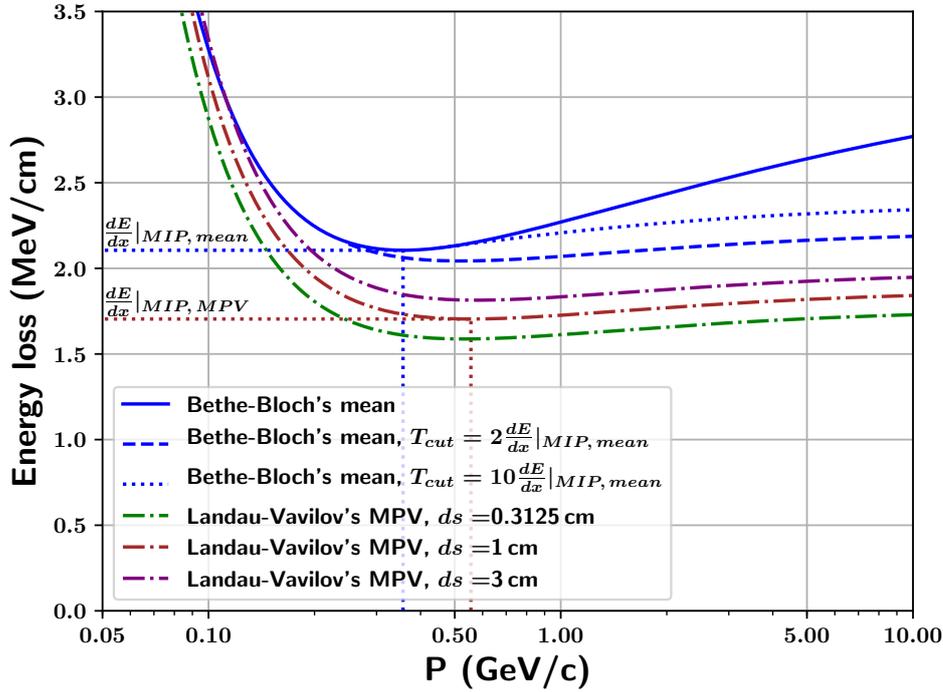


FIGURE 3.18 – Énergie perdue par unité de longueur par un muon dans de l’argon liquide en fonction de l’impulsion. En trait plein bleu est représentée la formule de Bethe et Bloch, résultat de l’équation (3.8), représentant l’énergie moyenne perdue par unité de longueur. Le minimum est désigné par $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{MIP, mean}$. Les deux traits pointillés bleus représentent la formule de Bethe et Bloch avec une coupure sur l’énergie maximum transférée, résultat de l’équation (3.9). En points-tirait de couleur sont représentés des MPVs de la Landau-Vavilov pour plusieurs distances de dépôt d’énergie.

doit être extraite par un ajustement. La MPV d’une Landau-Vavilov suit l’équation[15]

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{MPV} = \xi \left[\ln(ds) + \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) + \ln(\xi/I) + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (3.10)$$

$$\xi = \frac{KZ\rho z^2}{2A\beta^2}$$

$$j = 0.200.$$

Où z est la charge électrique de la particule incidente. Cette MPV ne dépend pas de la coupure T_{cut} , a un minimum $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{MIP, MPV}$ pour une certaine impulsion et présente un plateau à haute énergie. De plus, elle varie en $a \ln(ds) + b$. Elle est présentée en fonction de l’impulsion en Figure 3.18 en points-tirait pour plusieurs valeurs de ds . En vert pour $ds = 0,3125$ cm, qui est la plus petite valeur possible dans protoDU ν E–DP et qui correspond à la taille d’une piste de lecture. En rouge pour $ds = 1$ cm, qui est la valeur la plus souvent mesurée dans le prototype de $3 \times 1 \times 1$ m³, et en brun pour $ds = 3$ cm, valeur au delà de laquelle très peu de traces sont observées dans le prototype de $3 \times 1 \times 1$ m³. Plus de détails sur les ds mesurés dans le $3 \times 1 \times 1$ m³ sont apportés en section 5.4. On constate que l’impulsion correspondant

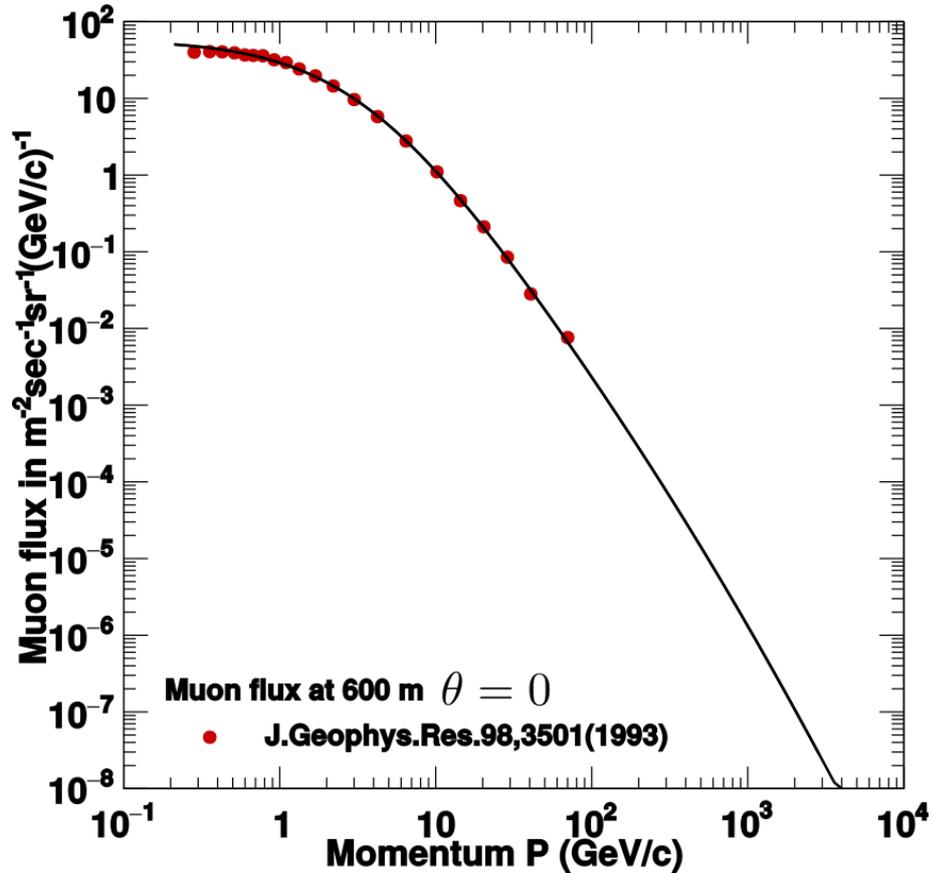


FIGURE 3.19 – Flux de muons cosmique sur terre, à une altitude de 600 m et un angle zénithal de 0[17]. Pour comparaison, le CERN se situe entre 400 m et 500 m.

au minimum ne dépend pas de ds et vaut 0,56 GeV/c. De plus, la variation de l'énergie déposée autour de ce minimum est faible. La majorité des muons cosmiques arrivant sur terre étant entre 0,3 GeV/c et 3 GeV/c (voir Figure 3.19), considérer ces derniers comme étant au minimum d'ionisation est une bonne approximation et permet ainsi d'estimer le gain d'une DLA_rTPC. $\frac{dE}{dx}|_{MPV}$ est également montrée en fonction de ds en Figure 3.20. On voit qu'elle augmente d'environ 10 % entre 0,3125 cm et 3 cm.

Dans la suite de cette thèse, $\frac{dE}{dx}|_{MPV}$ sera préférée à $\frac{dE}{dx}|_{moyenne}$ et sera notée simplement appelé MPV.

Recombinaison

Lors du passage d'une particule ionisante dans la matière, cette dernière va exciter et/ou ioniser les atomes du milieu en leur transférant une partie de son énergie, principalement par collision. Si l'énergie ainsi transférée lors d'une collision est supérieure à l'énergie nécessaire pour arracher un électron à l'atome, appelée énergie d'ionisation et notée W , un ou plusieurs électrons vont être arrachés et libérés dans le milieu. Autrement, l'atome peut se retrouver dans un état excité et devra se désexciter par rayonnement de photons.

Après ionisation, les électrons peuvent soit entamer leur dérive, soit être captés par un atome ionisé

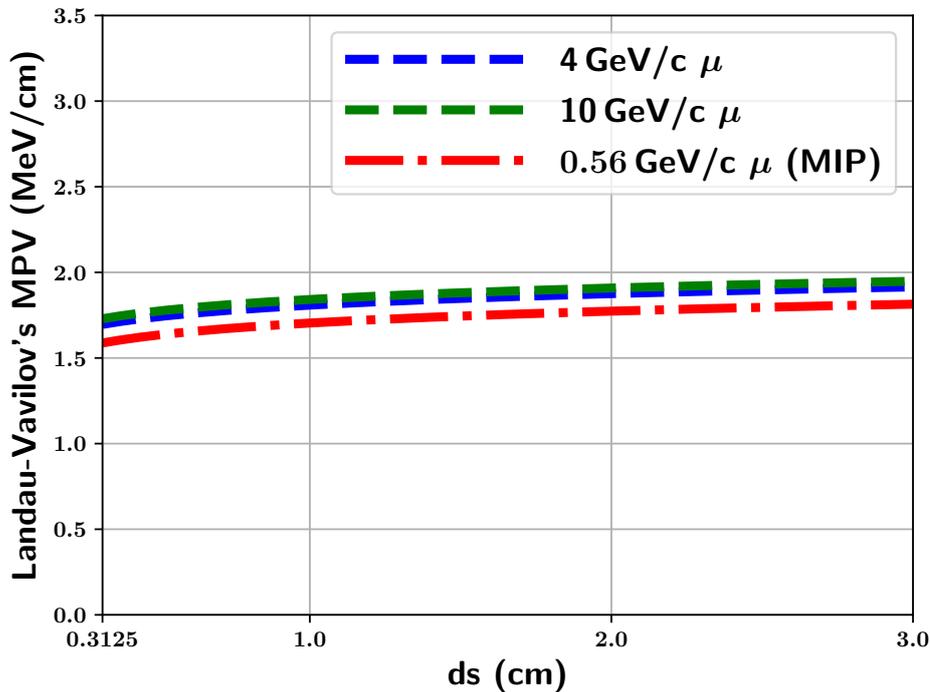


FIGURE 3.20 – Valeur la plus probable de la distribution de Landau-Vavilov en fonction de la distance de dépôt d'énergie, pour des muons au minimum d'ionisation et pour des muons de 4 GeV.

et se recombinaison. Le nombre total d'électrons dérivant sera donc inférieur au nombre d'électrons initialement arrachés. Cette recombinaison peut être décrite par trois approches différentes, décrites dans [18] :

- La théorie de Onsager considère la probabilité qu'un électron de revenir à son ion d'origine. Il s'agit alors d'une loi en exponentielle décroissante dépendant de l'énergie de l'électron, avec un facteur prenant en compte l'effet du champ de dérive.
- La théorie de la colonne suppose une distribution en colonne des charges autour de la trace de la particule incidente. Les électrons et ions s'éloignent de la colonne sous l'effet du champ de dérive et de la diffusion. Les électrons et les ions peuvent alors se recombinaison suivant les distributions des charges positives et négatives autour de la trace.
- Le modèle en boîte, qui reprend la théorie de la colonne mais en supposant les ions fixent et aucune diffusion.

La loi de Birk, énoncée par J.B. Birks en 1964[19] est une approximation du modèle en colonne. Cette loi a été ajustée aux données de muons cosmiques dans l'argon liquide par ICARUS en 2004[18]. Cette loi introduit le facteur de recombinaison R , qui correspond au rapport entre le nombre d'électrons de dérive et le nombre d'électrons initialement arrachés au milieu. Ce facteur augmente avec le champ de dérive, puisque ce dernier favorise la séparation des ions et des électrons, mais diminue avec la

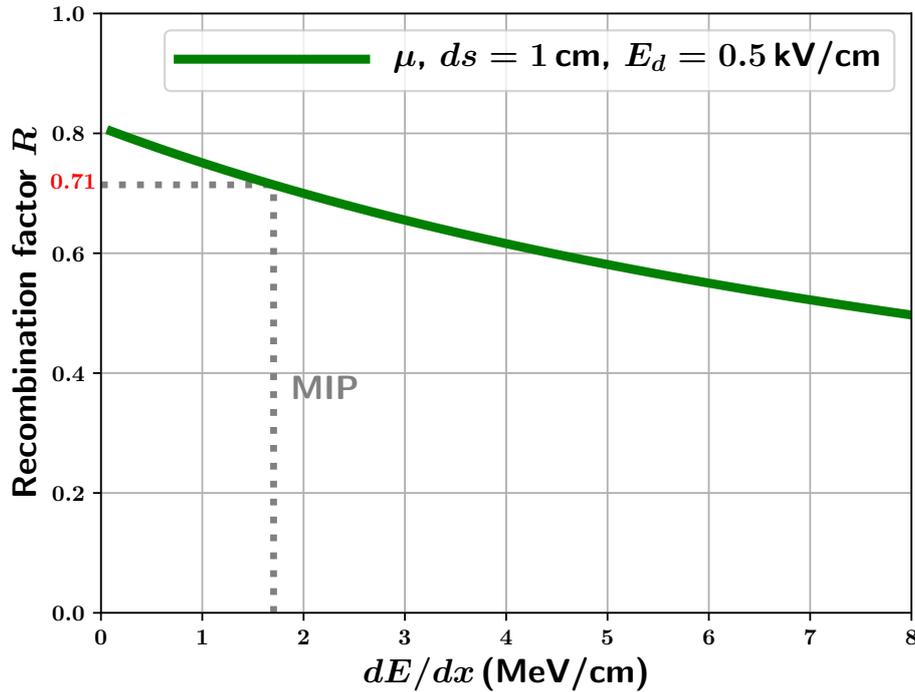


FIGURE 3.21 – Facteur de recombinaison de la loi de Birk (équation (3.11)) en fonction du dépôt d'énergie par unité de longueur. La valeur indiquée par les pointillés correspond au minimum de la MPV de la Landau-Vavilov en fonction de l'impulsion pour un distance de dépôt d'énergie de 1 cm (Figure 3.18).

quantité d'énergie déposée. Il s'écrit

$$R = \frac{A}{1 + \frac{k}{E_d \rho} \frac{dE}{dx}} \quad (3.11)$$

avec E_d le champ de dérive, et $A = 0,81(5)$ et $k = 0,055(5) \text{ kV g cm}^{-3} \text{ MeV}^{-1}$ d'après les ajustements fait par ICARUS dans [18]. La Figure 3.21 montre la variation de R en fonction de l'énergie déposée par unité de longueur dans un champ électrique de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$. Les lignes pointillées correspondent à la MPV d'une particule au minimum d'ionisation, qui donne $R = 0,71$.

Photons de scintillation

Au moment de l'ionisation de l'argon liquide, un grand nombre de photons à 128 nm [20] ($9,7 \text{ eV}$) est également émis. Cette émission peut se faire de deux manières différentes :

- Un atome d'argon excité Ar^* va se coupler à un atome d'argon Ar pour former un dimère excité Ar_2^* . Ce dimère se scinde ensuite en deux atomes d'argon en émettant un photon γ .
- Un ion argon Ar^+ va se coupler à un atome d'argon Ar pour former un dimère ionisé Ar_2^+ . Ce dimère se scinde en deux après recombinaison avec un électron e^- . Il en résulte un atome d'argon

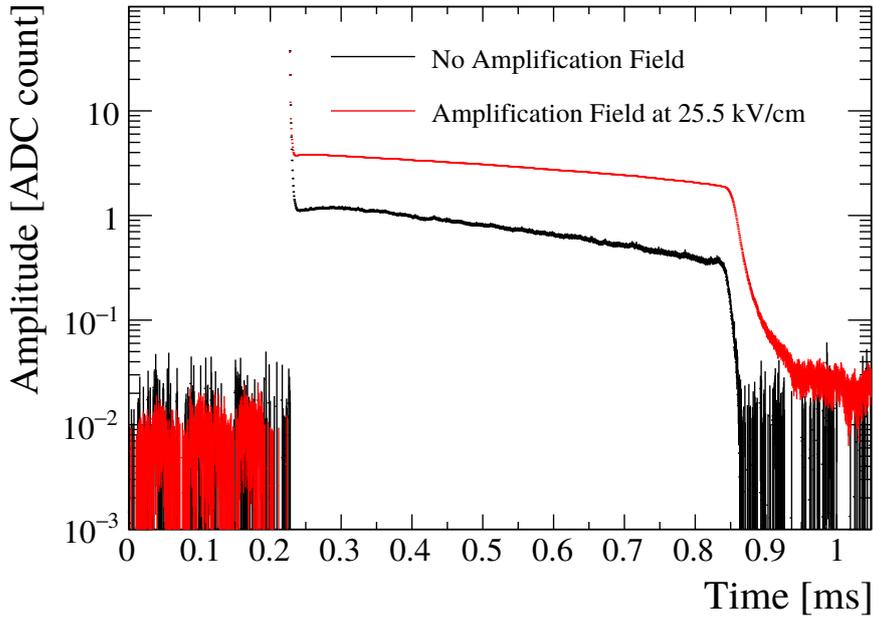
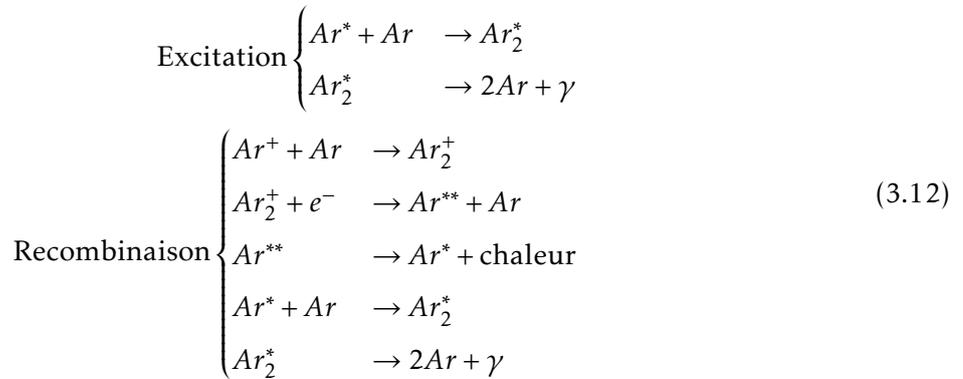


FIGURE 3.22 – Scintillation vue dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ [2]. En noir est tracée la moyenne des mesures de 3 PMTs en l’absence de champ d’amplification. En rouge est tracée la même mesure en présence d’un champ d’amplification. Le pic à $200 \mu\text{s}$ correspond à l’ionisation initiale, dans le liquide. Le continuum correspond à la traversée progressive des électrons dans le gaz, où une scintillation sera présente pour des champs électrique de l’ordre de 2 kV cm^{-1} ou plus. La durée d’émission d’environ $600 \mu\text{s}$ correspond à la durée de dérive attendue pour des électrons parcourant 1 m dans un champ de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$.

Ar et un atome d’argon très excité Ar^{**} . Ce dernier perd une partie de son énergie sous forme de chaleur et devient un Ar^* , qui va alors subir le processus précédent.

Ces deux processus, résumés dans l’équation (3.12), peuvent donner lieu à deux états différents ³ de Ar^* notés $^1\Sigma_u^+$ et $^3\Sigma_u^+$. Le premier a un temps de désexcitation rapide, de $\sim 7 \text{ ns}$, le second a un temps de désexcitation plus lent, de $\sim 1600 \text{ ns}$ [21].



3. Chacun des deux processus peut donner les deux états.

Le temps de dérive des électrons dans l'argon liquide étant de l'ordre de la milliseconde, une émission de photons quelques nanosecondes après l'ionisation peut servir à définir le temps initial de l'événement, où t_0 . Celui-ci servira à mesurer le temps d'arrivée de chaque électron, permettant de mesurer la distance au CRP de la trace. À ces fins, il est nécessaire de pouvoir détecter les photons émis lors de l'ionisation. Si le but est simplement de détecter l'émission des photons sans chercher à reconstruire leur origine avec précision (ce qui suffit quand on utilise les photons comme déclencheurs), les différentes diffusions de ces photons dans l'argon n'ont pas d'importance. En revanche, l'absorption des photons par l'argon par les impuretés peut avoir un impact négatif. Baldini et al. ont étudié l'absorption d'UV dans l'argon solide en 1962 [22], et on trouvé qu'en dessous de 11 eV, les photons ne sont pas absorbés. L'énergie des photons de 128 nm étant de 9,7 eV, l'argon est transparent à sa propre scintillation. Les impuretés en revanche peuvent être nuisibles. L'étude de R. Acciarri et al. de 2009[23] montre que la présence de dioxygène ou de diazote peut entraîner une diminution de la quantité de photons détectés. Cette diminution reste cependant inférieure au pourcent en dessous d'une concentration de 100(1000) ppb de dioxygène(diazote). Les puretés mesurées par ICARUS[14] et protoDUVE-SP sont inférieures au ppb, l'absorption de photons par les impuretés n'impact donc pas l'efficacité de déclenchement.

Dans le cas d'une DLaRTPC, une seconde scintillation a lieu lors de l'amplification du signal dans l'argon gazeux. La distribution temporelle de l'émission de γ dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ est présentée en Figure 3.22. Le pic à 200 μs correspond à la scintillation dans le liquide, le continuum correspond à la scintillation dans le gaz, qui a lieu dès 2 kV cm^{-1} . Un gain (en rouge sur la figure) entraîne comme attendu une émission plus importante de photons.

Vitesse de dérive des électrons

La vitesse de dérive v_d d'un électron dans l'argon liquide dépend du champ de dérive E_d et de la température T du milieu. Elle peut être paramétrisée par l'équation empirique suivante[25] :

$$v_d = (1 + P_1(T - T_0)) \times \left(P_3 E \ln \left(1 + \frac{P_4}{E} \right) + P_5 E^{P_6} \right) + P_2(T - T_0) \quad (3.13)$$

Walkowiak et al.[24] ont mesuré cette vitesse et y ont ajusté avec la formule précédente en choisissant comme température de référence $T_0 = 90,371 \text{ K}$. La Figure 3.23 montre la vitesse en fonction du champ électrique à 87,3 K. A $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$, elle vaut $1,630(81) \text{ mm } \mu\text{s}^{-1}$.

Pertes dues aux impuretés lors de la dérive

Les impuretés électronégatives (O_2 , H_2O , CO_2 , N_2O) présentes dans l'argon peuvent capturer une partie des électrons de dérive. À chaque type d'impureté de concentration N_i peut être associé un taux d'attachement $k_{s,i}$, et le nombre d'électrons en fonction du temps $N(t)$ suit alors l'équation

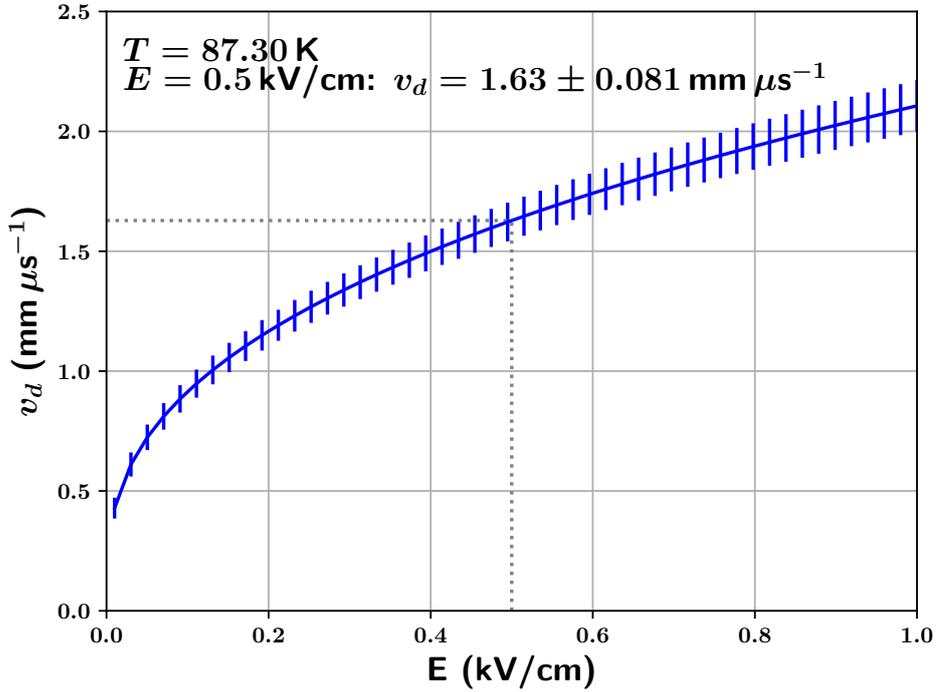


FIGURE 3.23 – Vitesse de dérive des électrons dans de l’argon liquide en fonction du champ électrique. La courbe est obtenue à partir de l’équation (3.13) et des ajustements fait par Walkowiak et al.[24].

différentielle[26]

$$dN(t)/dt = -\sum_i k_{s,i} N_i N(t) \quad (3.14)$$

$$\Rightarrow N(t) = N_0 e^{-t_d/\tau_e} = N_0 e^{-d/(v_d \tau_e)} \quad (3.15)$$

$$\text{avec } \tau_e = 1/(\sum_i k_{s,i} N_i) \quad (3.16)$$

où τ_e est le temps de vie de l’électron dans le milieu, qui peut être mesuré en regardant l’atténuation du signal en fonction du temps de dérive, d est la distance parcourue dans le milieu et v_d est la vitesse de dérive des électrons dans le milieu.

En supposant que les seules impuretés présentes sont les molécules de dioxygène, on peut écrire $\tau = \frac{1}{k_{s,O_2} N_{O_2}}$. L’étude de Bakale et al. de 1976[27] donne $k_{s,O_2} = 7,43 \text{ L mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$ dans un champ de dérive de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$. On peut alors relier la concentration de molécules de dioxygène en ppb, $\rho_{O_2} = N_{O_2}/N_{Ar}$, avec le temps de vie de l’électron (N_{Ar} est le nombre de moles d’argon liquide dans un litre et est égale à ρ/A) :

$$\tau(\mu\text{s}) = \frac{10^6}{N_{Ar} \times \rho_{O_2}(\text{ppb}) \times k_{s,i} \times 10^{-9}} = \frac{385}{\rho_{O_2}(\text{ppb})}. \quad (3.17)$$

ICARUS a mesuré un temps de vie de 15 ms[14], correspondant à 0,0257 ppb. Le prototype simple phase de protoDUVE-SP, muni d’instruments permettant de mesurer la pureté de l’argon, a mesuré

Durée de vie	N/N_0 après dérive			
	1 m	3 m	6 m	12 m
7 ms (0,055 ppb)	0,92	0,77	0,59	0,35
15 ms (0,0257 ppb)	0,96	0,88	0,78	0,61

TABLE 3.4 – Électrons restants après dérive pour les durées de vie mesurées par le prototype de protoDU ν E–SP (7 ms) et par ICARUS (15 ms), dans un champ de dérive de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$.

$\frac{dE}{dx} _{MPV}(\frac{dE}{dx} _{mean})(\text{MeV cm}^{-1})$	1,70(2,12)
R	0,71(0,70)
Électrons arrivant au CRP	51 100(62 900)
Charge (fC cm^{-1})	8,26(11,0)
Signal/Bruit (sans gain)	> 13(16)

TABLE 3.5 – Calcul de la charge par unité de longueur attendue, avant dérive (i.e avant absorption par d'éventuelles impuretés), pour un muon au minimum d'ionisation dans l'argon liquide, avec un champ de dérive de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$. Une distance de dépôt d'énergie de 1 cm est utilisée pour calculer la MPV. Aucune coupure sur l'énergie maximum transférée n'est appliquée pour le calcul de l'énergie moyenne. La valeur de $23,6 \text{ eV}$ de l'énergie d'ionisation dans l'argon liquide est utilisée pour calculer le nombre d'électrons. Le rapport signal sur bruit est calculé en supposant une répartition égale des charges entre les vues des anodes et un bruit électronique inférieur à 2 000 électrons, correspondant à la capacitance des anodes du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

une concentration d'impuretés de 0,055 ppb, correspondant à un temps de vie de 7 ms. Le Tableau 3.4 présente les fractions d'électrons restants pour ces différents temps de vie pour plusieurs longueurs de dérive, en supposant un champ de dérive de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$.

A partir d'ici, il est possible d'estimer la charge attendue au CRP par unité de longueur. Le Tableau 3.5 montre que, en supposant que les muons sont au minimum d'ionisation et en utilisant la MPV de la distribution de Landau-Vavilov, la charge attendue est de $7,63 \text{ fC cm}^{-1}$.

Diffusion durant la dérive

Durant leur dérive dans l'argon liquide, les électrons vont être déviés à cause des nombreuses collisions qu'ils vont effectuer avec les atomes du milieu. Cette diffusion est un phénomène aléatoire qui suit deux distributions gaussiennes : une correspondant à la diffusion dans le plan transverse à la direction de dérive, à laquelle on associe le coefficient de diffusion D_T , et une correspondant à la diffusion longitudinale dans le sens de la dérive, à laquelle on associe le coefficient de diffusion D_L . En prenant en compte les pertes dues aux impuretés et en notant $n(x, y, z, t_d)$ la densité d'électron en un

point à un instant donné, on peut écrire l'équation :

$$n(x, y, z, t_d) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_T t_d} \sqrt{4\pi D_L t_d}} \exp\left(-\frac{(z-d)^2}{4D_L t_d}\right) \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{4D_T t_d}\right) \exp\left(-\frac{d}{v_d \tau}\right) \quad (3.18)$$

$$\sigma_L(d) \simeq \sqrt{2D_L d/v} \quad (3.19)$$

$$\sigma_T(d) = \sqrt{2D_T d/v} \quad (3.20)$$

où n_0 est la densité initiale, t_d le temps de dérive, x et y les coordonnées dans le plan perpendiculaire, z la coordonnée dans le sens de la dérive, v_d la vitesse de dérive et d la coordonnées z du milieu du nuage d'électrons. Dans une LArTPC, les pertes dues aux impuretés sont suffisamment faibles pour considérer la distribution gaussienne en temps. A un champ de dérive fixé, on peut alors exprimer les écarts types de cette distribution en fonction de la distance de dérive, suivant les équations (3.19) et (3.20). Une étude de Li et al. de 2016[28] a mesuré, pour un champ de dérive de $0,5 \text{ kV cm}^{-1}$, $D_L = 7,2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, et a extrapolé à partir de données existantes la valeur de $D_T = 12,0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, correspondant à des écarts types de $0,94 \text{ mm}$ et $1,2 \text{ mm}$ respectivement pour une distance de dérive de 1 m .

Références

- [1] L. ROMERO, R. SANTORELLI et B. MONTES. « Dynamics of the ions in Liquid Argon Detectors and electron signal quenching ». In : *Astropart.Phys.* 92 (2017) 11-20 (28 sept. 2016). DOI : 10.1016/j.astropartphys.2017.04.002. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1609.08984v3> [physics.ins-det].
- [2] B. AIMARD et al. « A 4 tonne demonstrator for large-scale dual-phase liquid argon time projection chambers ». In : (8 juin 2018). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1806.03317v2> [physics.ins-det].
- [3] R. ACCIARRI et al. « Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF ». In : (12 jan. 2016). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1601.02984v1> [physics.ins-det].
- [4] A. RUBBIA. « Experiments For CP-Violation : A Giant Liquid Argon Scintillation, Cerenkov And Charge Imaging Experiment ». In : (10 fév. 2004). arXiv : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0402110v1> [hep-ph].
- [5] C. CANTINI et al. « Long-term operation of a double phase LAr LEM Time Projection Chamber with a simplified anode and extraction-grid design ». In : (23 déc. 2013). DOI : 10.1088/1748-0221/9/03/P03017. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1312.6487v1> [physics.ins-det].
- [6] C. CANTINI et al. « Performance study of the effective gain of the double phase liquid Argon LEM Time Projection Chamber ». In : (14 déc. 2014). DOI : 10.1088/1748-0221/10/03/P03017. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1412.4402v1> [physics.ins-det].
- [7] J.S.TOWNSEND. *The Theory of Ionisation of Gases by Collision*. London, Constable, 1910.
- [8] Takahiko AOYAMA. « Generalized gas gain formula for proportional counters ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 234.1 (jan. 1985), p. 125-131. DOI : 10.1016/0168-9002(85)90817-4.
- [9] I.M. Obodovskii E.M. GUSHCHIN A.A. Kruglov. « Emission of "hot" electrons from liquid and solid argon and xenon ». In : *J Exp. Theor. Phys* (1982).
- [10] A.F. BORGHESANI et al. « Electron transmission through the Ar liquid-vapor interface ». In : *Physics Letters A* 149.9 (oct. 1990), p. 481-484. DOI : 10.1016/0375-9601(90)90221-9.

- [11] Shuoxing WU. « Study of alternative double phase LAr TPC charge readout systems ». en. Thèse de doct. 2017. DOI : 10.3929/ethz-b-000172413.
- [12] A. BRESKIN et al. « A concise review on THGEM detectors ». In : *Nucl.Instrum.Meth.A598 :107-111,2009* (13 juil. 2008). DOI : 10.1016/j.nima.2008.08.062. arXiv : <http://arxiv.org/abs/0807.2026v1> [physics.ins-det].
- [13] C. RUBBIA. « The Liquid Argon Time Projection Chamber - A New Concept for Neutrino Detectors ». In : (1977).
- [14] M. ANTONELLO et al. « Experimental observation of an extremely high electron lifetime with the ICARUS-T600 LArTPC ». In : *Journal of Instrumentation* 9.12 (déc. 2014), P12006-P12006. DOI : 10.1088/1748-0221/9/12/p12006.
- [15] M. TANABASHI et al. « Review of Particle Physics ». In : *Physical Review D* 98.3 (août 2018). DOI : 10.1103/physrevd.98.030001.
- [16] Hans BICHSEL. « A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 562.1 (juin 2006), p. 154-197. DOI : 10.1016/j.nima.2006.03.009.
- [17] Prashant SHUKLA et Sundaresh SANKRITH. « Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth ». In : (22 juin 2016). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1606.06907v3> [hep-ph].
- [18] S. AMORUSO et al. « Study of electron recombination in liquid argon with the ICARUS TPC ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 523.3 (mai 2004), p. 275-286. DOI : 10.1016/j.nima.2003.11.423.
- [19] J.B.BIRKS. *Theory and Practice of Scintillation Counting*. Sous la dir. de D.W.FRY, L.COSTRELL AND K.KANDIAH. Pergamon Press, 1964.
- [20] Aharon GEDANKEN et al. « Electronic Energy Transfer Phenomena in Rare Gases ». In : *The Journal of Chemical Physics* 57.8 (oct. 1972), p. 3456-3469. DOI : 10.1063/1.1678779.
- [21] Akira HITACHI et al. « Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon ». In : *Physical Review B* 27.9 (mai 1983), p. 5279-5285. DOI : 10.1103/physrevb.27.5279.
- [22] Giancarlo BALDINI. « Ultraviolet Absorption of Solid Argon, Krypton, and Xenon ». In : *Physical Review* 128.4 (nov. 1962), p. 1562-1567. DOI : 10.1103/physrev.128.1562.
- [23] R. ACCIARRI et al. « Effects of Nitrogen and Oxygen contamination in liquid Argon ». In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 197.1 (déc. 2009), p. 70-73. DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2009.10.037.

- [24] W. WALKOWIAK. « Drift velocity of free electrons in liquid argon ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 449.1-2 (juil. 2000), p. 288-294. DOI : 10.1016/S0168-9002(99)01301-7.
- [25] A. GONIDEC et al. « Temperature and Electric Field Strength Dependence of Electron Drift Velocity in Liquid Argon ». In : (1996).
- [26] E. BUCKLEY et al. « A study of ionization electrons drifting over large distances in liquid argon ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 275.2 (fév. 1989), p. 364-372. DOI : 10.1016/0168-9002(89)90710-9.
- [27] George BAKALE, Ulrich SOWADA et Werner F. SCHMIDT. « Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and xenon ». In : *The Journal of Physical Chemistry* 80.23 (nov. 1976), p. 2556-2559. DOI : 10.1021/j100564a006.
- [28] Yichen LI et al. « Measurement of Longitudinal Electron Diffusion in Liquid Argon ». In : *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A* (2016), pp. 160-170 (28 août 2015). DOI : 10.1016/j.nima.2016.01.094. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1508.07059v2> [physics.ins-det].

4 Tests et simulations des CRPs de protoDU ν E-DP

Dans ce chapitre sont présentés les tests des LEMs et anodes de protoDU ν E-DP réalisés au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) et au CERN entre 2015 et 2019, ainsi que les simulations des champs électriques à travers le CRP et leur impact sur la collection de charge. Ces simulations sont comparées aux données du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ et utilisées pour l'analyse de ce dernier dans le chapitre 5.

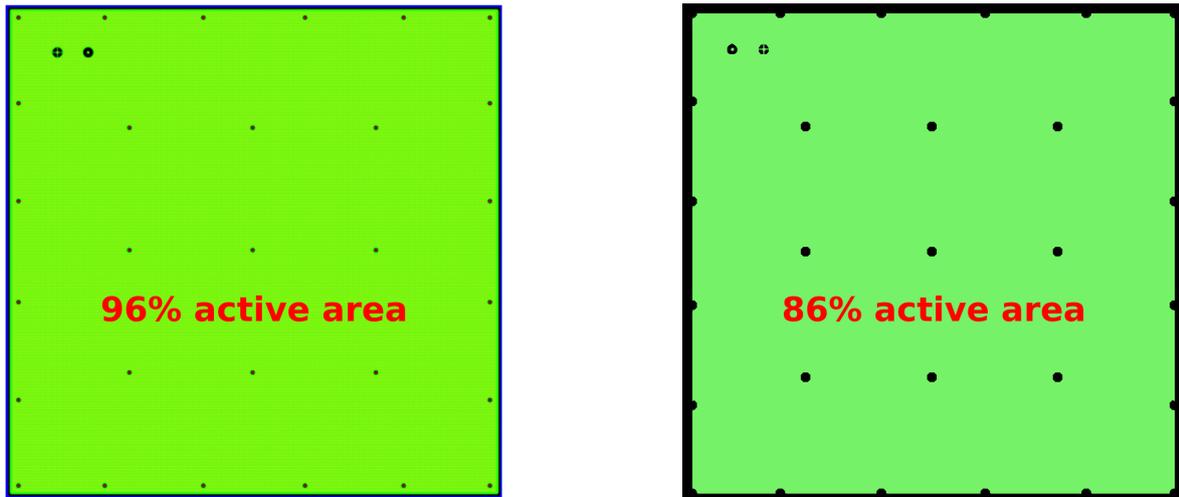
4.1 Les LEMs et anodes de protoDU ν E-DP

4.1.1 Les anodes

Le modèle des anodes (voir Figure 3.15), fabriquées par la compagnie ELTOS¹ en Italie, est le résultat de tests réalisés au CERN par l'école polytechnique fédérale de Zurich (ETHZ) dans le prototype de DLArTPC de 3 L[1] en vue de réduire au maximum la capacitance, et donc le bruit, tout en ayant un partage égale de charge entre deux vues perpendiculaires, facilitant la reconstruction des événements et leur analyse.

Chaque anode est un PCB de quatre couches, avec une surface de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ et comporte deux jeux de canaux perpendiculaires, 160 pour la vue x et 160 pour la vue y . La largeur d'un canal est de 3,125 mm et correspond à deux lignes inter-connectées, de cuivre recouvertes d'or. Les canaux sont ramenés par groupes de 32 vers l'autre surface de l'anode jusqu'à des connecteurs KEL de 68 pins, dont les 36 pins restant sont mis à la masse. Dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ comme dans le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, ces connecteurs sont reliés entre eux d'une anode à l'autre afin de former des canaux continus de 1 m, 3 m ou 6 m. La capacitance linéique est alors de 160 pF m^{-1} , correspondant à un bruit de fond inférieur à 2 000 électrons[2] pour les longs canaux de 3 m du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

Les anodes ont été inspectées visuellement par le fabricant avant envoi, et la continuité de leurs canaux a été testée par Saclay (plus de détails en sous-section 4.2.5).



(a) Modèle de LEM CFR-34 utilisé dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. Les zones dépourvues de trous d'amplifications aux bords et autour des trous des vis et des connecteurs haute tension sont plus petites que celles du modèle CFR-35, la surface active totale étant de 96 %.

(b) Modèle de LEM CFR-35 utilisé dans le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Les zones dépourvues de trous d'amplifications ont été agrandies par rapport au modèle CFR-34 qui montrait des difficultés à tenir des tensions de l'ordre de 3 kV, ce qui ne permet pas d'atteindre un gain de 20. Ce nouveau modèle est stable à 3,1 kV, mais sa surface active totale est réduite à 86 %.

FIGURE 4.1 – Modèles de LEM CFR-34 et CFR-35.

4.1.2 Les Larges Multiplicateurs d'Électrons (LEM)

Les LEMs utilisés dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ ont un bord dépourvu de cuivre de 2 mm, suivi d'un bord de 2 mm de cuivre dépourvu de trous d'amplification. Des zones similaires sont présentes également autour des trous de fixation et des connecteurs haute tension. Les effets de ces zones sur la collection de charge et la résolution en énergie est présentée en section 4.3. Des tests de tenue en haute tension effectués à Saclay (voir sous-section 4.2.3) sur les LEMs destinés au démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ ont permis de montrer que ce modèle (appelé CFR-34) ne permettait pas d'atteindre la tension de 3,1 kV qui correspond à un gain effectif attendu de 20 (Figure 3.16). Un nouveau modèle (appelé CFR-35) a alors été proposé, avec des bords plus larges. Ces derniers sont constitués d'une zone de 1 cm dépourvu de cuivre suivi d'une zone de 5 mm de cuivre sans trous d'amplification (voir Figure 4.1). C'est ce modèle qui a été choisi pour le démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Les spécifications précises des deux modèles sont décrites dans le Tableau 4.2.

4.2 Préparation, caractérisation et test à l'IRFU et au CERN

Le CEA Saclay était en charge de la production et les tests des LEMs des deux CRPs instrumentés démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, ainsi que les tests des anodes de ces mêmes CRPs. Un appel d'offre

1. <http://www.eltos.com/en/>

	valeur	tolérance
Épaisseur d'époxy	1 mm	
Épaisseur de cuivre	60 μm	
Couche de finition	5 μm Ni+0,1 μm Au	
Épaisseur totale	1,065 mm	-60/+ 20 μm
Uniformité de l'épaisseur	$\pm 40 \mu\text{m}$	
Largeur du <i>rim</i>	40 μm	$\pm 4 \mu\text{m}$
Surface totale	499,5 \times 499,5 mm ²	+0/- 0,2 mm
Nombre de trous	~ 400000	
Diamètre des trous	0,5 mm	-0/+ 10 μm
Distance centre à centre entre deux trous	0,8 mm	

TABLE 4.1 – Caractéristiques des LEMs communes aux deux modèles utilisés dans WA105.

	CFR-34	CFR-35
Bord – zone sans cuivre	2 mm	10 mm
Bord – zone avec cuivre sans trous	2 mm	5 mm
Trous de vis – diamètre sans cuivre	4,2 mm	10 mm
Trous de vis – anneau sans trous	1,1 mm	5 mm
Trous de connecteur – diamètre sans cuivre	10 mm	10 mm
Trous de connecteur – anneau sans trous	1 mm	5 mm

TABLE 4.2 – Caractéristiques spécifiques aux modèles de LEM utilisés dans protoDUVE-DP.

pour les modèles a été lancé en février 2017 et l'entreprise ELTOS a été retenue. Il a été demandé à l'entreprise d'effectuer plusieurs mesures sur les LEMs produits : l'épaisseur de la plaque d'époxy et des couches de cuivre, l'épaisseur des *rims*, la taille des trous d'amplification ainsi que les caractéristiques diélectriques. Le CEA a par la suite effectué des mesures complémentaires de l'épaisseur totale, ce paramètre ayant un impact particulièrement important sur le gain (voir sous-section 3.3.1). Des tests de tenue en haute tension ainsi que des mesures de gain avec une source radioactive dans de l'argon gazeux à densité équivalente à celle de la phase gazeuse d'une DLA_rTPC ont été réalisés dans une enceinte haute pression construite dans ce but. Enfin, des tests de continuité des canaux de lecture des anodes ont également été réalisés.

4.2.1 Production et préparation des LEM

La réalisation d'un LEM par ELTOS commence par un perçage des plaques d'époxy préalablement couvertes de cuivre, avec changement fréquent des forets. S'en suit un nettoyage des résidus d'époxy et de métal dans les trous, puis un polissage pour arrondir les bords des trous est effectué. Les *rims* sont

obtenus par micro-etching. Un traitement de surface nickel/or est appliqué. Le LEM est détourné à ses dimensions finales et les zones mortes sur les bords sont réalisées par gravure chimique. Enfin, le LEM est nettoyé, rincé et étuvé.

Sont ensuite effectuées les mesures décrites en section 4.2.2 pour s'assurer de la conformité au cahier des charges.

Entre juillet 2017 et septembre 2018, le CEA a reçu et testé les 72 LEMs du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Une fois les LEMs arrivés à l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (Irfu), ils sont inspectés visuellement et les imperfections sont relevées. Ils sont ensuite envoyés à la métrologie afin que leurs épaisseurs soient mesurées (voir sous-section 4.2.2).

L'étape suivante est alors la soudure de connecteurs haute tension et le collage des entretoises en MACOR, qui permettront d'assurer une distance entre le LEM et l'anode de 2 mm.

24 h après le collage, les LEMs sont nettoyés pendant 3 minutes dans un bain à ultrasons d'eau désionisée et de lessive, à 65°C puis rincés d'abord à l'eau claire puis au Karcher avec de l'eau désionisée. Ils sont ensuite séchés une première fois avec un jet d'azote avant d'être séchés une seconde fois au four à 80°C pendant 3 heures. Ils sont ensuite polymérisés au four à 160°C pendant 3 heures.

Ils sont ensuite placés dans une enceinte haute pression. Cette enceinte est dans un premier temps remplie d'air sec, ou une tension de 4500 V est appliquée à travers le LEM afin de détruire les micro-poussières restantes. L'air sec est ensuite remplacé par de l'argon gazeux à 3,3 bar, recréant ainsi la densité de la phase gazeuse d'une DLArTPC. Sont alors effectués des tests de tenue en tension et des mesures de gain (voir sous-section 4.2.3).

4.2.2 Les mesures d'épaisseur des LEM

Motivation : impact sur le gain

La formule du gain à travers un dispositif amplificateur est rappelée ici (voir sous-section 3.3.1 pour plus de détails) :

$$G = e^{A\rho d} e^{-B\rho/E} \quad (4.1)$$

Avec ρ la densité de l'argon gazeux, E le champ d'amplification dans le LEM, A et B des constantes dépendant du gaz et d la longueur de la zone d'amplification. Cette longueur d correspond dans le cas d'un LEM à son épaisseur. Ce paramètre apparaît deux fois, dans la première et dans la seconde exponentielle à travers le champ $E = V/d$, ses variations ont donc un impact significatif sur le gain (voir Figure 4.2). Il est nécessaire de pouvoir quantifier ses variations pour les LEMs utilisés, nous avons donc mis en place un dispositif permettant de mesurer l'épaisseur des LEMs produits pour les deux CRP du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Les résultats ainsi obtenus sont comparés aux mesures obtenues par le fabricant, ELTOS, dans le Tableau 4.3.

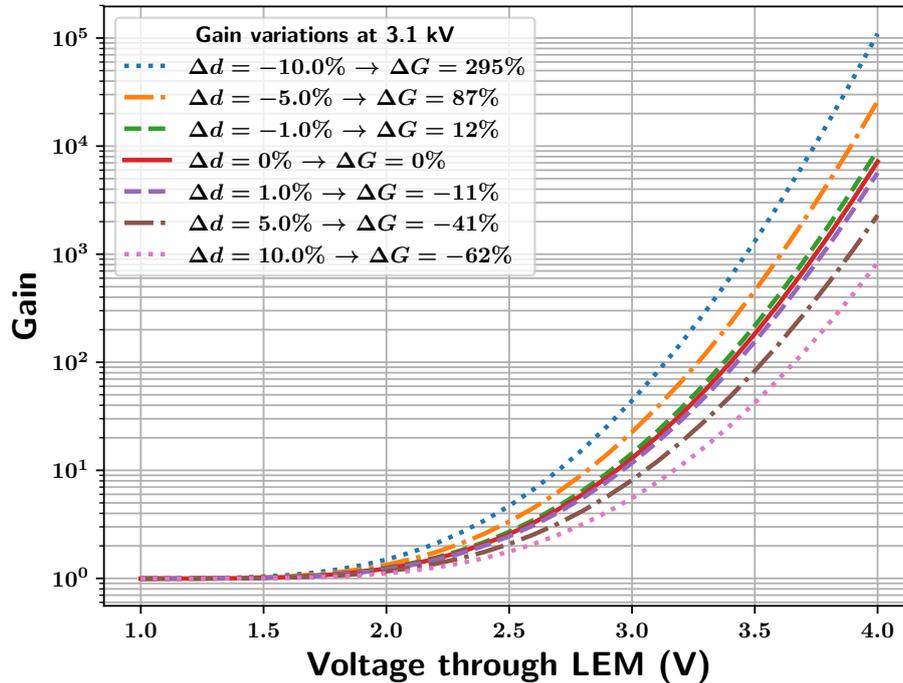
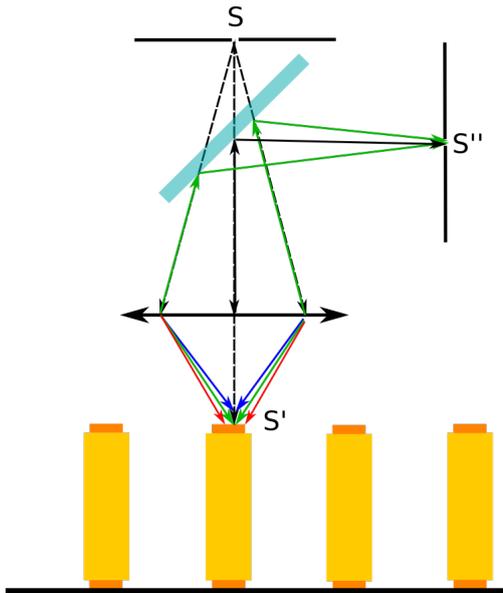


FIGURE 4.2 – Influence attendue de l'épaisseur d'un LEM sur le gain, d'après le formule (4.1) ajustée aux données présentées dans [3]. On constate qu'à 3,1 kV, une variation de l'épaisseur de 1 % entraîne une variation du gain de l'ordre de 10 %.

Méthode expérimentale

La technique d'Imagerie Confocale Chromatique (CCI) (voir Figure 4.3a), est employée pour mesurer l'épaisseur des LEMs. L'image S' d'une source polychromatique ponctuelle S est créée à la surface de l'objet à mesurer grâce à une lentille convergente. Les rayons réfléchis en S' retraversent la lentille et sont déviés grâce à un miroir vers un trou d'épingle S'' , placé devant un spectromètre. La distance focale de la lentille dépend de la longueur d'onde, aussi seul un spectre très restreint de la lumière initiale atteindra le trou d'épingle. En faisant correspondre la longueur d'onde détectée à une distance à la lentille, il est ainsi possible de mesurer la distance entre la lentille et l'objet. Le crayon optique servant de source est monté sur un rail grâce à un chariot à coussin d'air, lui permettant de se déplacer sans frottement sur un axe x , dont la coordonnée est enregistrée au micron près. Le logiciel de mesure utilisé permet de visualiser en direct les variations de hauteurs au cours de la mesure. La forme des trous micrométriques des LEMs est visible sur la Figure 4.3b, issue de ce logiciel.

Le dispositif mesure la distance entre la surface et le crayon optique. Il faut donc disposer d'une surface plate uniforme sur laquelle poser l'objet à mesurer, qui servira de zéro, et aplatir l'objet. Dans notre cas, le LEM est aplati par une plaque en acier inox percée de 25 trous à travers lesquels les mesures étaient effectuées, ainsi que des briques de plomb placées le long du chemin de mesure (voir



(a) Schéma de la méthode de mesure Imagerie Confocale Chromatique (CCI) servant à mesurer l'épaisseur des LEMs. Les blocs oranges et jaunes représentent une vue en coupe, à l'échelle, d'un LEM posé sur le marbre avec ses trous d'amplification.



(b) Représentation brute des données de mesure d'un LEM avec la technique CCI. Les grands pics sont coupés à l'analyse.

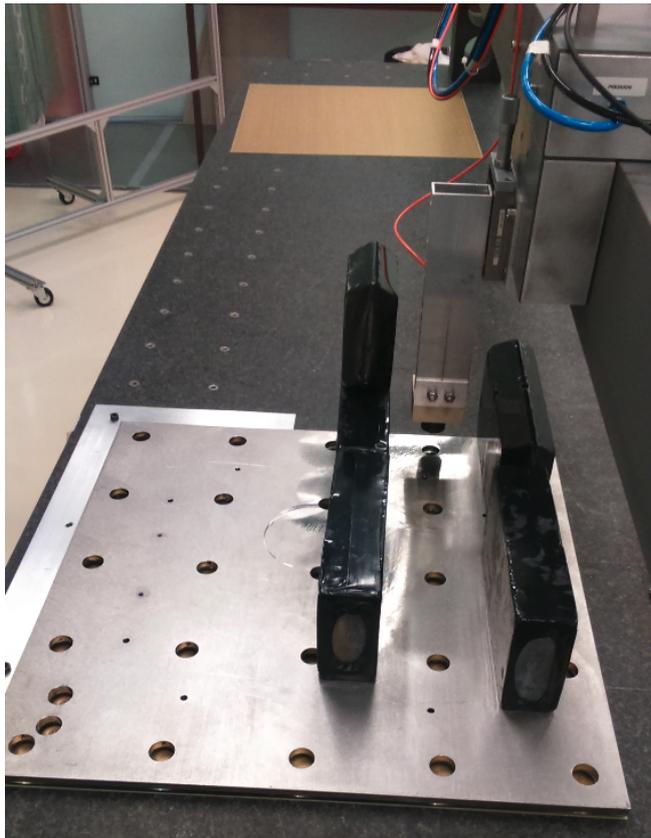
FIGURE 4.3 – Schéma de principe et exemple de mesure de la surface d'un LEM avec la technique CCI.

Figure 4.4a). Malgré cela, le trou de mesure situé le plus au centre du LEM présentait encore des variations de 10 à 15 μm quand une pression supplémentaire était appliquée sur la plaque d'acier. Il a donc été décidé d'ignorer ce trou de mesure. Le zéro est donné par un marbre micrométrique. Un exemple de mesure de variations de hauteur de ce marbre est présentée en Figure 4.5. On constate que le marbre présente une légère pente, qui peut facilement être prise en compte dans les mesures du LEM.

Le mouvement selon l'axe y ne peut se faire qu'en déplaçant manuellement la poutre, aussi les mesures ont été prises ligne par ligne. Les mesures sont corrigées pour l'inclinaison du marbre, mesurée à chaque ligne. Celui-ci présentait une pente autour de $10 \mu\text{m m}^{-1}$ (Figure 4.5). La moyenne de la distribution des hauteurs du marbre corrigée pour la pente servait de zéro pour les mesures des épaisseurs du LEM lui-même. La réponse du dispositif optique à la hauteur à mesurer a également été calibrée avec des cales d'épaisseur allant de 900 μm à 1300 μm .

Résultats

Les distributions des hauteurs dans les 24 trous de mesure d'un LEM sont tracées avec correction pour la pente du marbre dans la Figure 4.6. Les pics sur les côtés des trous d'amplification étaient attendus, et sont dues une limitation de la technique CCI : certains rayons lumineux du crayon optique, qui ne sont pas focalisés sur la surface du FR-4 et qui donc ne devraient pas être détectés, sont tout



(a) Système servant à aplanir le LEM sur le marbre. Le LEM est sous une plaque d'acier sur laquelle sont posées des briques de plomb le l'axe de mesure.



(b) Vue du LEM mesuré à travers un trou de la plaque en acier. Le point vert correspond à la lumière du crayon optique.

FIGURE 4.4 – Photographies du dispositif expérimental utilisé pour les mesures d'épaisseur des LEMs.

de même réfléchis par la paroi verticale en cuivre et sont détectés par le dispositif, faussant ainsi la distance mesurée. Ces pics, éliminés dans l'analyse, n'affectent pas la mesure de l'épaisseur totale. Les épaisseurs de cuivre et de FR-4 en revanche sont estimés à partir des quelques points de mesures pris sur la surface de FR-4 des *rims*. La statistique étant faible sur cette surface, il est possible que la mesure de l'épaisseur soit surestimée à cause de l'effet décrit plus haut. Les comparaisons aux mesures d'ELTOS semblent confirmer cette hypothèse, la technique CCI donnant un résultat plus grand d'environ $10\ \mu\text{m}$. Cependant, ELTOS ne mesurant ces épaisseurs que sur les bords des LEMs, il est également possible que l'épaisseur de cuivre ne soit pas identique au milieu et au bord.

Une double gaussienne est ajustée sur la distribution montrée en Figure 4.6 afin de déterminer l'épaisseur totale E_T du LEM ainsi que l'épaisseur E_C du cuivre. La moyenne de la gaussienne la plus à droite sur la Figure 4.6 correspond à l'épaisseur totale E_T du LEM, tandis que la moyenne de la gaussienne la plus à gauche correspond à $E_T - E_C$, en supposant que l'épaisseur de cuivre est la même sur chaque face. E_C est alors calculable facilement, de même que l'épaisseur de FR-4 E_F car nous avons la relation $E_T = E_F + 2E_C$.

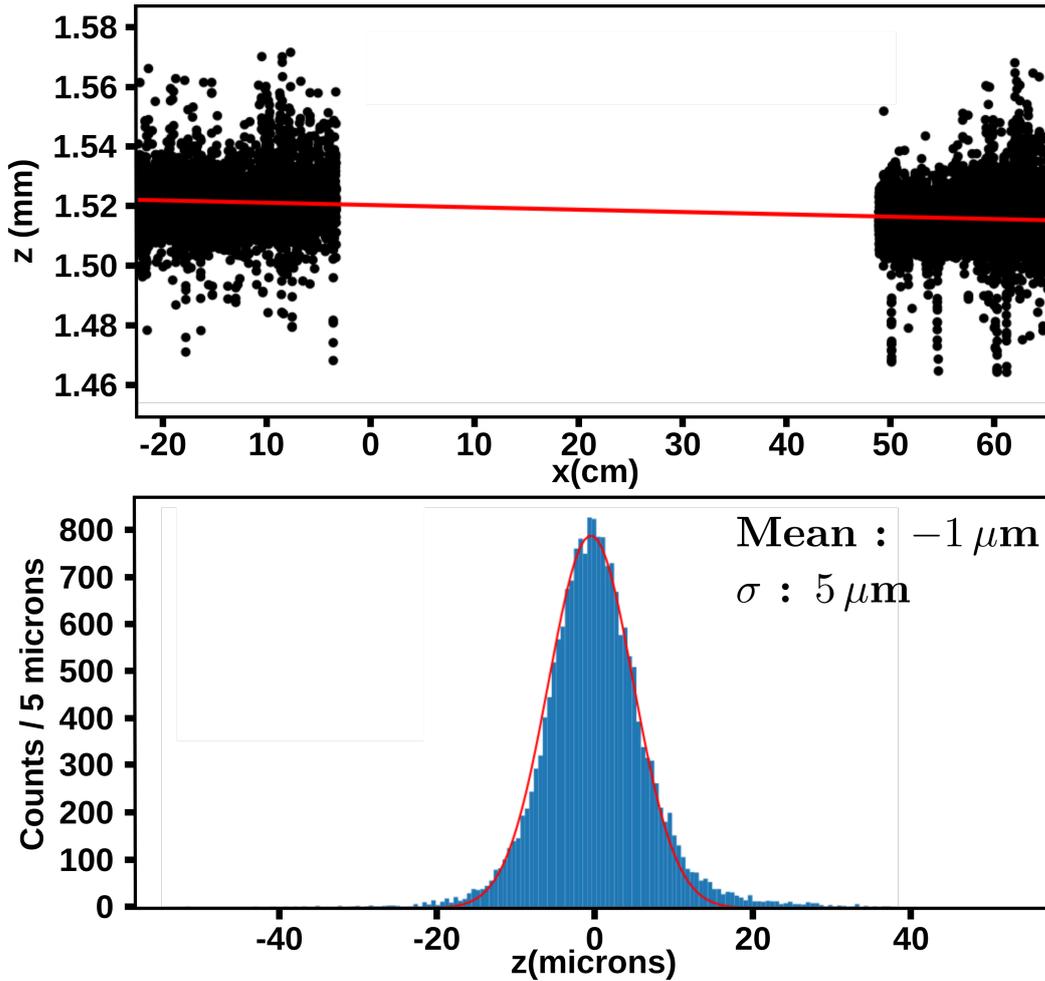


FIGURE 4.5 – Calibration de la planéité du marbre. Le graphe du haut montre la pente du marbre le long de l’axe de mesure x , le graphe du bas montre la dispersion de l’épaisseur du marbre après correction de la pente autour de $x = 0$.

À noter que les mesures ne permettaient pas toujours de d’ajuster deux gaussiennes. Dans certains cas, seule l’épaisseur totale était accessible, il y a donc moins de statistiques dans les histogrammes des épaisseurs de cuivre et de FR-4.

La Figure 4.7 montre l’uniformité de l’épaisseur totale d’un LEM. La comparaison de cette uniformité entre plusieurs LEMs permet de voir si des zones semblent toujours être plus hautes ou plus basses. De tels zones n’ont pas été observées. La Figure 4.8 montre les distributions de l’épaisseur totale et de l’épaisseur de cuivre pour les 24 trous de mesure d’un LEM.

Afin d’estimer les variations attendues du gain sur les deux CRPs du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, la distribution des épaisseurs dans chaque trou de mesure des LEMs de chaque CRP est montrée en Figure 4.9. La Figure 4.10 montre les variations attendues du gain pour une épaisseur de LEM de $1107 \mu\text{m} \pm 13 \mu\text{m}$, correspondant 36 LEMs produits par le CERN (CRP 2). À 3,1 kV, la variation est de l’ordre de 15%. On peut de plus remarquer qu’en utilisant les ajustements aux données du prototype

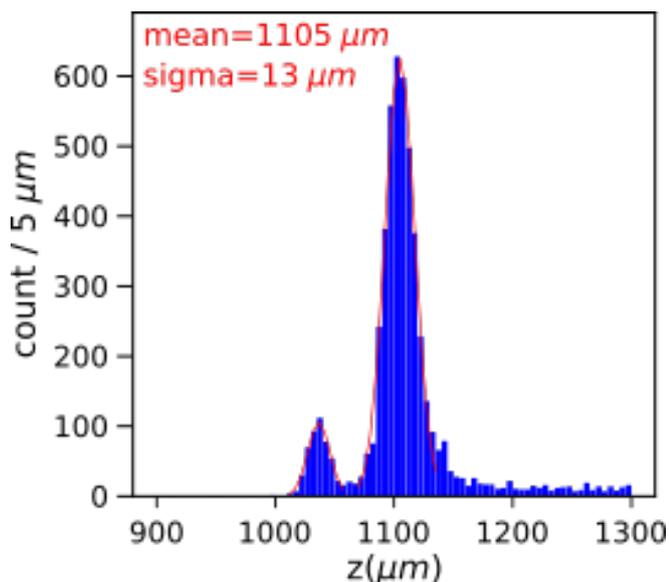


FIGURE 4.6 – Exemple de mesure de l'épaisseur d'un LEM à travers un trou de la plaque en acier. Le petit pic de gauche correspond à la lumière réfléchiée par le FR-4 du *rim*, le pic de droite correspond à la lumière réfléchiée par le cuivre.

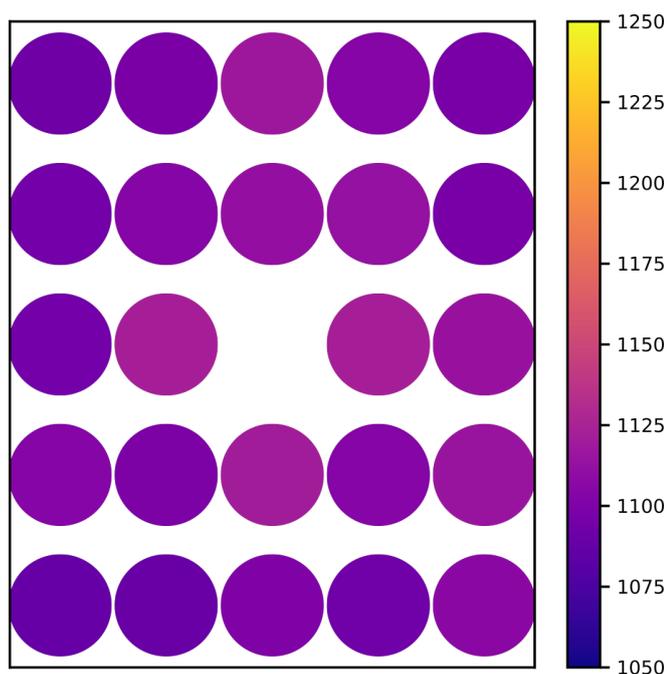
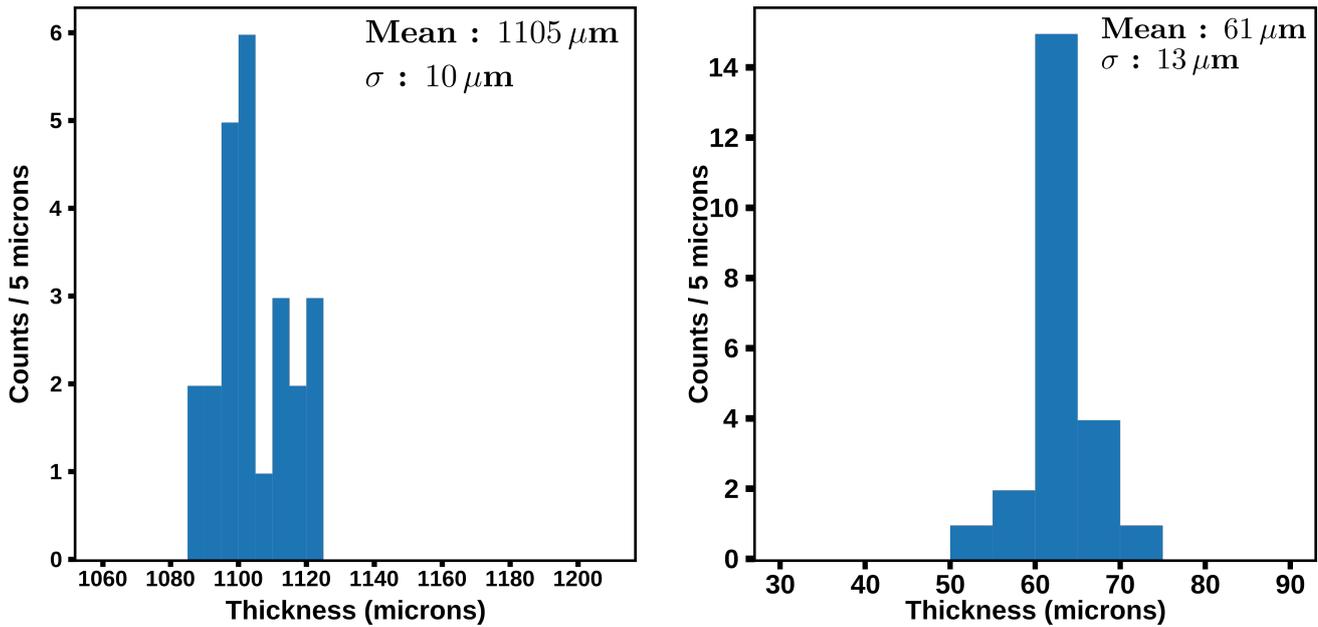


FIGURE 4.7 – Uniformité de l'épaisseur d'un LEM mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.

de 3 L, le gain à 3,1 kV est inférieur à 20. Ceci est due au fait que l'épaisseur totale des LEMs est autour de 1107 μm , au lieu des 1080 μm des LEMs du 3 L. À même tension, le champ d'amplification est donc plus faible. Les mesures du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ vérifieront cette valeur de gain, qui est très sensible aux valeurs obtenues pour les coefficients A et B de la formule (4.1).



(a) Distribution de l'épaisseur totale d'un LEM mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.

(b) Distribution de l'épaisseur de cuivre d'un LEM mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.

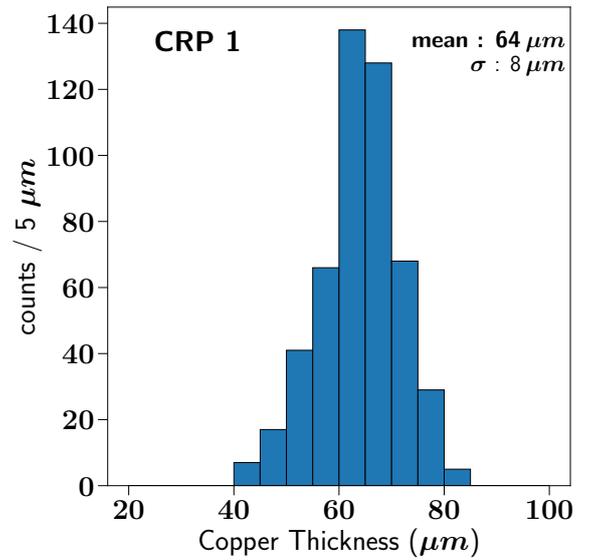
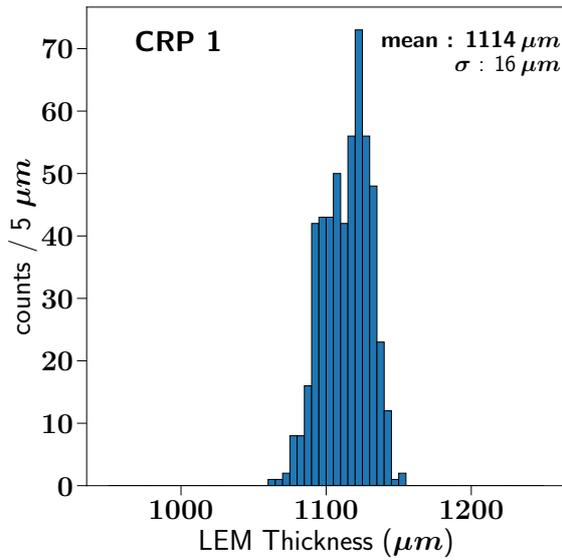
FIGURE 4.8 – Résultats des mesures d'épaisseur pour un LEM.

Comparaison aux mesures faites par ELTOS

La Figure 4.11 montre les zones du LEM où ELTOS a mesuré les différentes caractéristiques géométriques : la taille totale, l'épaisseur totale, l'épaisseur de cuivre, l'épaisseur de FR-4, l'épaisseur des *rims* et le diamètre des trous. Les épaisseurs de cuivre et de FR-4 étaient mesurées au microscope sur un des deux échantillons de surface de LEM prévus dans le gerber à cet effet, donnant une statistique de 72 pour les moyennes et écarts type de chaque CRP du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. L'épaisseur totale était mesurée à 10 microns près avec un micromètre digital, aux quatre coins, donnant une statistique de 144 pour chaque CRP. L'épaisseur du *rim* et le diamètre des trous était mesurés en treize points, donnant une statistique de 468 chacun pour chaque CRP.

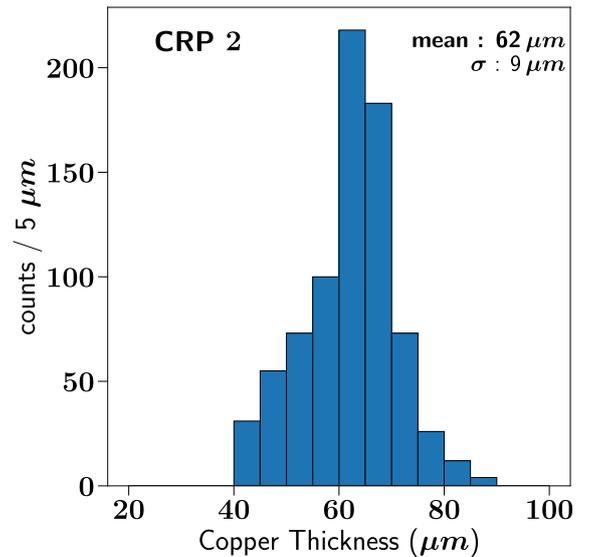
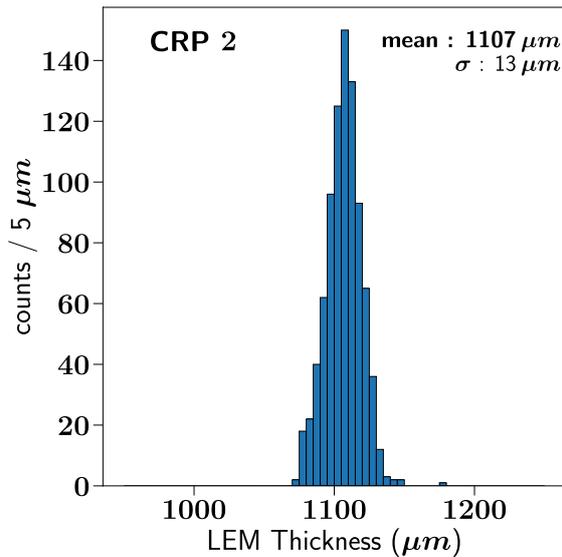
Les mesures réalisées par ELTOS et les mesures réalisées par le CEA sont compatibles pour les épaisseurs totales, mais il y a une différence notable concernant les mesures des moyennes des épaisseurs de cuivre et de FR-4, bien que les écarts type soient compatibles. En regardant attentivement la Figure 4.11b, on se rend compte que la mesure du cuivre faite par ELTOS est sous-estimée d'environ 10–12 μm. La même observation a été faite sur d'autres échantillons, ce qui ramène les valeurs d'épaisseur de cuivre d'ELTOS indiquées dans le Tableau 4.3 à des valeurs entre 55 μm et 57 μm. La différence restante avec les mesures faites avec la technique CCI peut être due à la limitation expliquée en section 4.2.2.

La technique CCI se montre efficace pour mesurer l'épaisseur totale des LEMs. Bien que le dispositif utilisé ici soit lent (minimum trente minutes pour mesurer un LEM), il pourra être motorisé et



(a) Distribution de l'épaisseur totale de tous les LEMs du CRP 1 du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.

(b) Distribution de l'épaisseur de cuivre de tous les LEMs du CRP 1 du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.



(c) Distribution de l'épaisseur totale de tous les LEMs du CRP 2 du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.

(d) Distribution de l'épaisseur de cuivre de tous les LEMs du CRP 2 du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ mesurée à travers les 24 trous de la plaque d'acier.

FIGURE 4.9 – Résultats des mesures d'épaisseur pour tous les LEMs. La première ligne correspond aux LEMs du CRP 1 du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, la seconde ligne correspond aux LEMs du CRP 2 du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

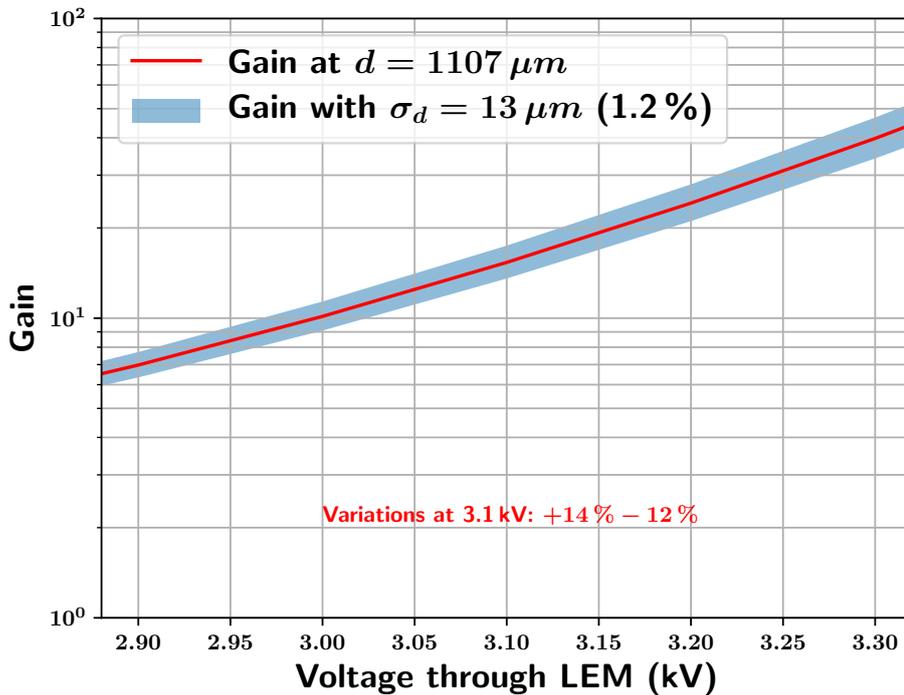


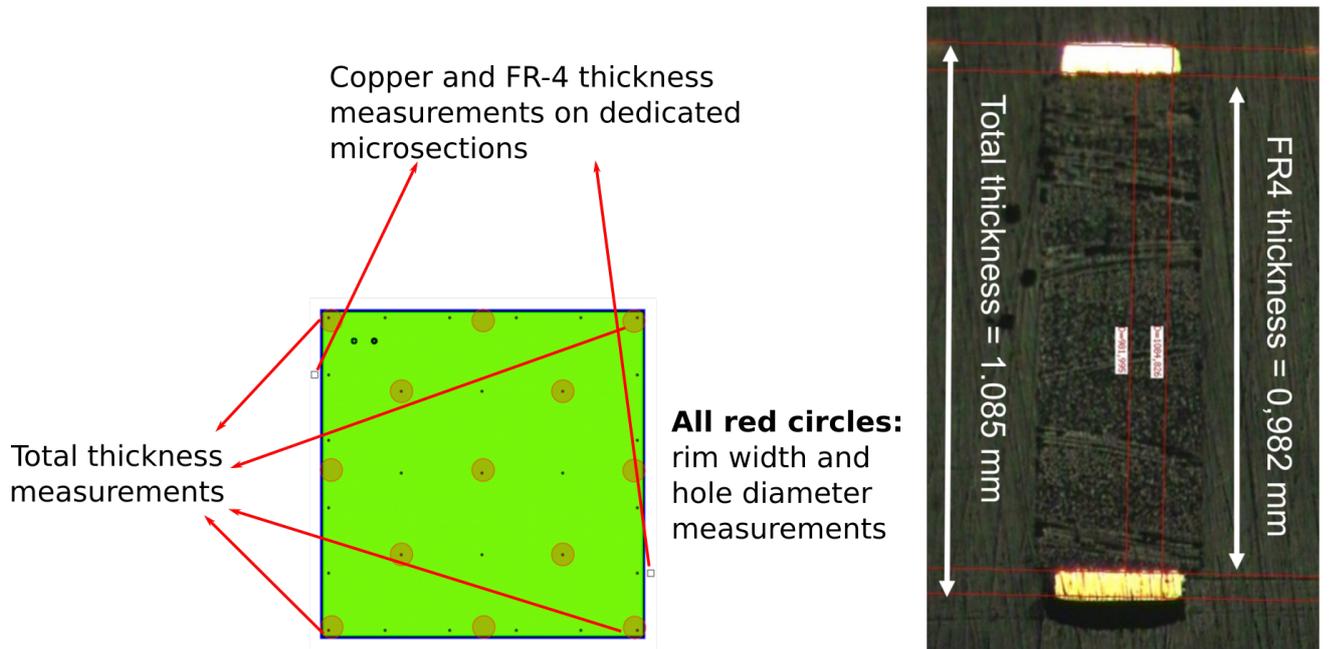
FIGURE 4.10 – Variation attendue du gain pour une épaisseur de LEM de $1107 \mu\text{m} \pm 13 \mu\text{m}$, d’après la formule (4.1) ajustée aux données du prototype de 3 L[3].

automatisé pour une future production à l’échelle de $\text{DU}\nu\text{E}$. Avec une motorisation et une vitesse de déplacement du crayon optique constante et très lente, il pourra être possible de mesurer les *rims* et les diamètres des trous.

4.2.3 Tests haute tension dans une enceinte haute pression

Une enceinte haute pression a été construite afin d’y recréer la densité de l’argon gazeux des DLArTPCs de WA105. Tous les LEMs du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ y ont été soumis à de hautes tensions afin de déterminer leur tension de claquage, et ce dans de l’air sec ainsi que dans l’argon. A également été mesuré le gain de quelques LEMs du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ grâce à une source d’américium 241 placée dans l’enceinte.

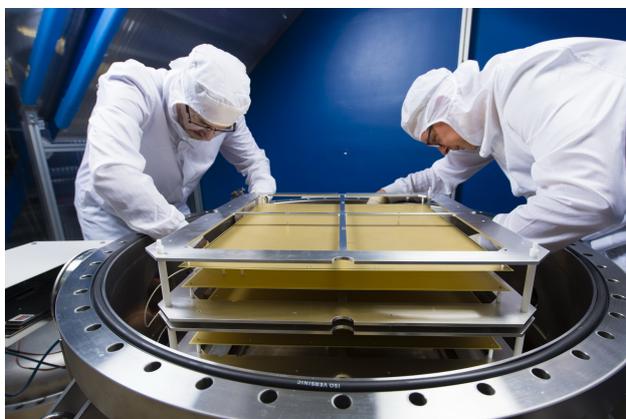
Pour les tests haute tension, neuf LEMs pouvaient être testés en même temps dans l’enceinte. La Figure 4.12a montre ce dispositif. Pour les mesures de gains, un seul LEM était placé, ainsi qu’une anode de lecture et la source. L’espacement entre l’anode et le LEM est le même que sur le CRP, 2 mm. La cathode avec la source est située 5 cm au dessus du LEM. La Figure 4.12b montre ce dispositif. Ces tests ont permis de mettre en évidence une limitation des LEMs du modèle CFR-34, utilisé dans le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. Ces derniers présentaient un taux de claquage bien trop grand (autour de 20 par heure) au delà de 3,3 kV. La tension voulue étant de 3,1 kV, cela laissait trop peu de marge



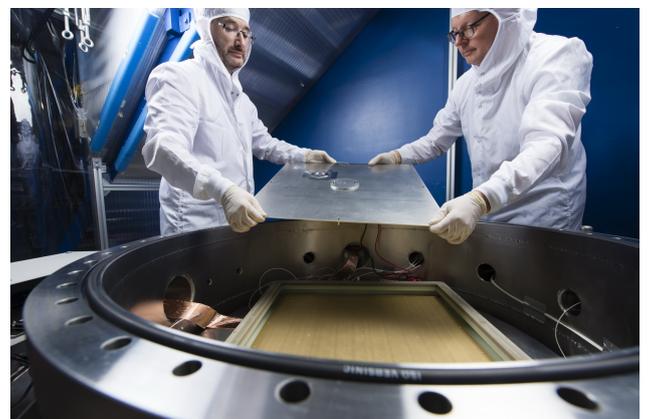
(a) Gerber d'un LEM avec indiquées en rouge les zones de mesure des caractéristiques géométriques pour vérification de la concordance au cahier des charges présenté en sous-section 4.1.2. Deux échantillons de surface de LEM étaient prévus dans le gerber pour y effectuer des mesures d'épaisseur.

(b) Vue d'un échantillon de surface au microscope où l'on peut voir les mesures d'épaisseur de FR-4 et de cuivre.

FIGURE 4.11 – zones de mesure des caractéristiques géométriques d'un LEM par ELTOS



(a) Enceinte haute pression avec neuf LEMs en train d'être préparés pour un test de tenue en tension.



(b) Enceinte haute pression avec une source d'américium, un LEM et une anode en train d'être préparés pour une mesure de gain.

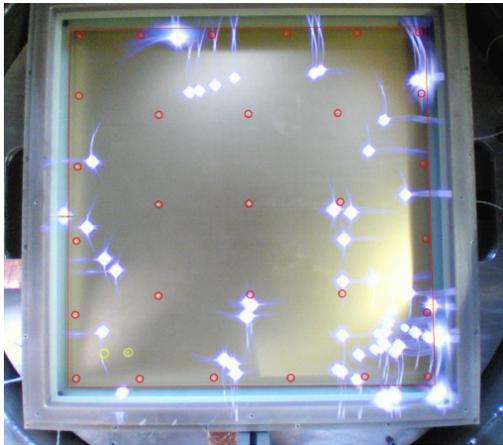
FIGURE 4.12 – Enceinte haute pression utilisée à Saclay pour les tests de tenue en tension et les mesures de gain des LEMs destinés au démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

d'erreur. Comme les décharges semblaient avoir lieu essentiellement sur les bords (voir Figure 4.13), un modèle avec des zones mortes plus grandes a été mis au point, le CFR-35, décrit en sous-section 4.1.2. Ce modèle présente alors un taux de claquage autour de 3 par heure à 3,5 kV et a été retenu pour le

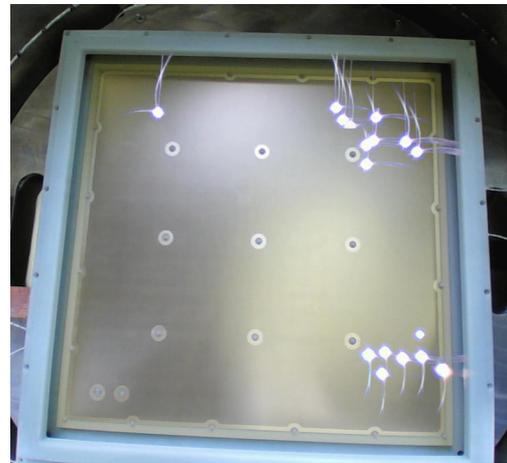
CRP 1	ELTOS		CCI	
	Moyenne	Écart type	Moyenne	Écart type
Épaisseur d'époxy (FR-4)	0,97 mm	10 μm	1,01 mm	18 μm
Épaisseur de cuivre	45,4 μm	4,3 μm	64 μm	8 μm
Épaisseur Totale	1,12 mm	5 μm	1,14 mm	16 μm
Largeur du <i>rim</i> (haut)	41 μm	1,6 μm		
Largeur du <i>rim</i> (bas)	41 μm	1,6 μm		
Surface Totale	499,43×499,43 mm ²	30 μm		
Diamètre des trous	500 μm	1 μm		

CRP 2	Moyenne	Écart type	Moyenne	Écart type
Épaisseur d'époxy (FR-4)	0,97 mm	10 μm	0,98 mm	16 μm
Épaisseur de cuivre	46,5 μm	4,9 μm	62 μm	9 μm
Épaisseur Totale	1,12 mm	5 μm	1,107 mm	13 μm
Largeur du <i>rim</i> (haut)	41 μm	1,6 μm		
Largeur du <i>rim</i> (bas)	41 μm	1,6 μm		
Surface Totale	499,43×499,43 mm ²	30 μm		
Diamètre des trous	500 μm	1 μm		

TABLE 4.3 – Mesures des différentes caractéristiques géométriques des LEMs faites par ELTOS les deux CRP du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, et comparaison aux mesures faites à Saclay avec la technique CCI.



(a) Visualisation des décharges sur un LEM du modèle CFR-34 entre 3,3 kV et 3,5 kV. Le taux de décharge est d'environ 20 h^{-1} .



(b) Visualisation des décharges sur un LEM du modèle CFR-35 à 3,5 kV. Le taux de décharge est d'environ 3 h^{-1} .

FIGURE 4.13 – Visualisation des décharges sur les deux modèles de LEM.

$6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Une étude visant à déterminer la dimension optimale des bords afin de limiter les claquages tout en conservant une zone active raisonnable est en cours avec le logiciel COMSOL Multiphysics.

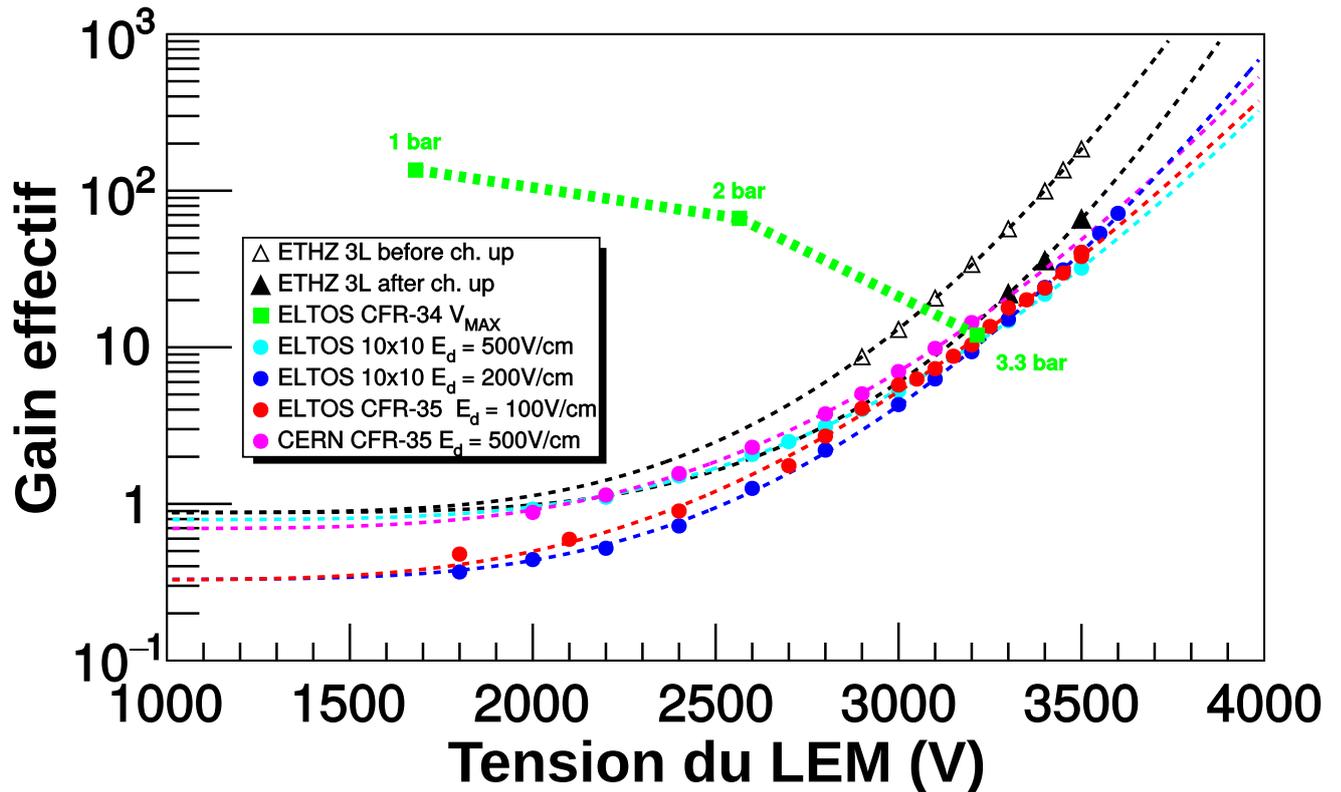


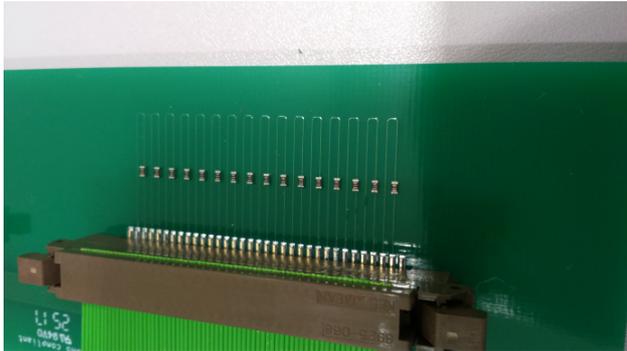
FIGURE 4.14 – Mesure du gain dans l’enceinte haute pression pour plusieurs modèles de LEMs (ronds et carrés). Les triangles vides sont les mesures avant *charging up* faites par le prototype de 3 L[3], les triangles pleins sont les gains mesurés du 3 L après *charging up* (voir texte). Les ronds colorés correspondent à différents modèles de LEM testé dans l’enceinte haute pression à 3,3 bar. Les carrés verts représentent les tensions maximales atteintes à différentes pression avec des LEMs du modèle CFR-34.

4.2.4 Mesures de gain dans une enceinte haute pression

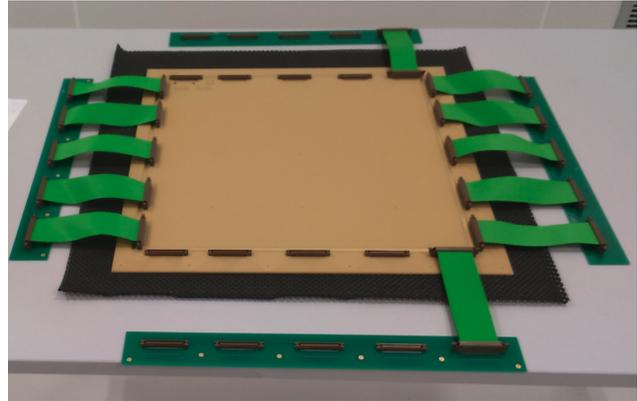
Des mesures de gain ont été faites dans l’enceinte haute pression pour plusieurs LEMs : des prototypes de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, semblables à ceux utilisés dans le prototype de 3 L, ainsi que des LEMs de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ CFR-34 et CFR-35. Un prototype de CFR-35 réalisé par le CERN a également été testé. Toutes ces mesures sont faites après *charging up* complet du LEM, l’intensité et le caractère localisé de la source rendant le *charging up* rapide.

La Figure 4.14 montre le résultat de ces mesures. Tous les LEMs testés dans l’enceinte ont un comportement identiques à haut gain, compatible avec les résultats du prototype 3 L[3] après *charging up*. À bas gain, l’influence du champ de dérive est notable. Les dimensions du LEM n’a pas d’impact sur le gain, ce qui est attendu étant donnée que celui-ci dépends de l’épaisseur et de la géométrie des trous, mais pas de la surface du LEM.

Sur la même figure sont également représentées les tensions maximales atteintes dans l’enceinte à différentes pressions avec des LEMs du modèle CFR-34. On peut constater une meilleure tenue en



(a) Agrandissement d'une carte de mesure. On y voit les résistances de $100\ \Omega$ placées entre les canaux de l'anode.



(b) Photo du dispositif de mesure. Les cartes de chaque côtés permettent aux 160 canaux de l'anode de n'en former plus qu'un, si aucun n'est cassé. Les cartes au dessus et en dessous servent à vérifier qu'il n'y a pas de court circuit entre les deux vues de l'anode.

FIGURE 4.15 – Dispositif de mesure de la continuité des canaux des lecture des anodes.

tension et donc un gain maximal plus important avec le modèle CFR-35.

4.2.5 Test de continuité des canaux de lecture des anodes

La continuité des canaux de lecture des anodes ainsi que leur isolation les uns par rapport aux autres ont été testées grâce à des PCBs créés à cet effet. Deux jeux de deux cartes de tests ont été produits et ont permis de valider les 72 anodes du démonstrateur $6 \times 6 \times 6\ \text{m}^3$ et les 6 anodes de rechange.

Ces cartes sont munies des mêmes connecteurs que les anodes. Elles sont faites de manière à ce qu'en branchant une carte de chaque côté de l'anode, les 160 canaux d'une vue de l'anode forment un circuit continue. Des zones de cuivres sont prévus entre chaque groupe de 32 canaux afin d'y mesurer la résistance du groupe. La Figure 4.15 montre le dispositif de mesure.

Entre chaque canal est insérée une résistance de $100\ \Omega$. Ainsi, une résistance de l'ordre de $3200\ \Omega$ est attendue pour un groupe de 32 canaux. Une résistance significativement plus faible indiquera alors que deux canaux ou plus communiquent entre eux. Une résistance infinie indique un canal coupé. En plaçant un jeu de cartes sur chaque vue, il est possible de vérifier que les deux vues ne communiquent pas entre elles. Dans les trois cas il s'agit alors de mesurer la résistance entre chaque canal du groupe posant problème afin d'identifier sur quel canal se situe le problème exactement, puis d'inspecter à l'oeil les canaux de lecture incriminés. La Figure 4.16 montre un exemple de tels canaux.

Au final, sur toutes les anodes ainsi testées, 10 ont posé problème. Parmi ces 10 anodes, 6 avaient des problèmes sur des canaux au bord de l'anode, où l'on ne s'attend pas à collecter de charge à cause des zones mortes des LEMs (voir section 4.3) et ont donc été gardées. Les quatre autres ont été remplacées.

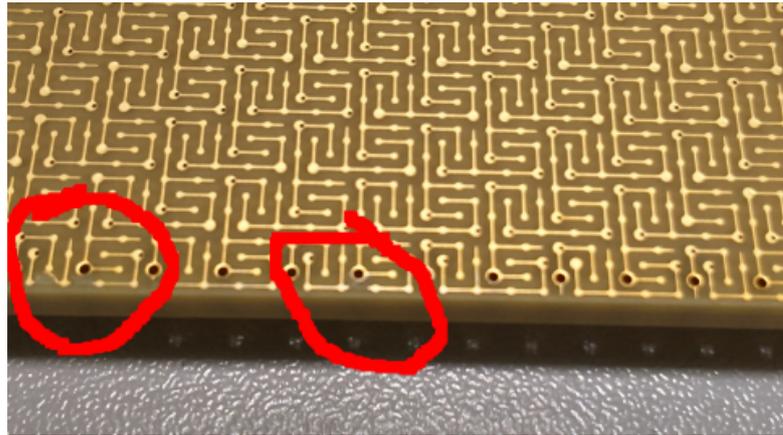


FIGURE 4.16 – Photo de canaux défaillant sur le bord d’une anode.

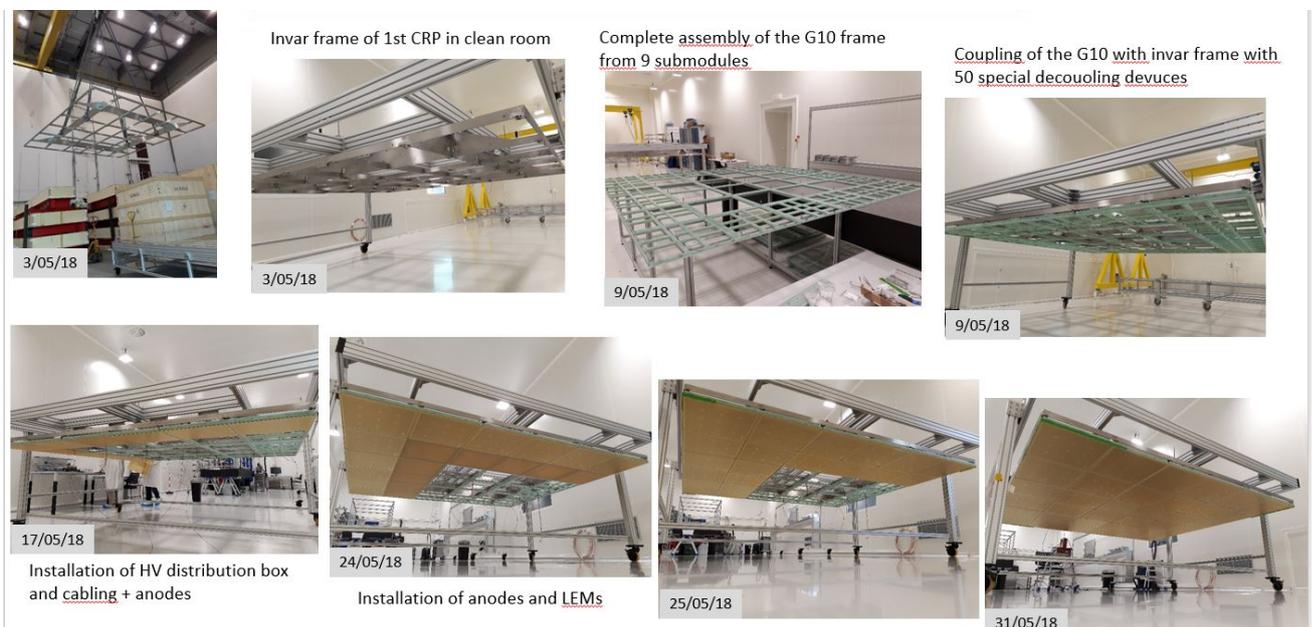


FIGURE 4.17 – Assemblage d’un CRP au CERN.

4.2.6 Test des CRPs dans une boîte cryogénique au CERN

Après assemblage au CERN (Figure 4.17) les CRPs du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ ont été testés entre Juin et Décembre 2018 dans des conditions de pression et température équivalente à celles qui seront dans le démonstrateur, grâce à une boîte cryogénique construite à cet effet au CERN (voir Figure 4.18). Cette enceinte a testé les tenues en tension des LEMs et de la grille et peut contenir un CRP complet. Elle est équipée de capteurs permettant d’enregistrer en temps réel la pression et la température à plusieurs endroits ainsi que le niveau d’argon liquide, permettant d’estimer la planéité du CRP. Un programme en python permet de suivre en direct l’évolution des différents courants et tensions des LEMs et de détecter les décharges (voir Figure 4.19). Quand plusieurs décharges arrivent sur un laps de temps relativement court (une décharge par minute environ), la tension est diminuée pour éviter

d'abîmer les LEMs, le but étant de tenir plusieurs jours à une même tension, avec des décharges peu nombreuses et très espacées en temps.

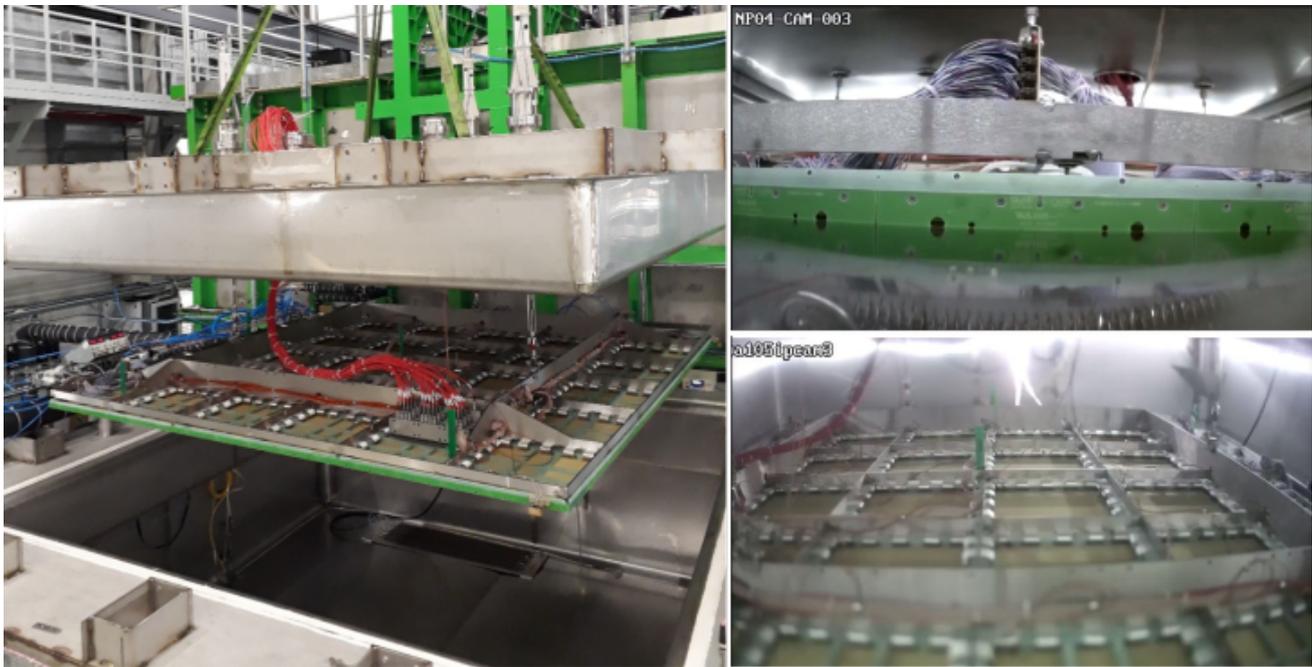


FIGURE 4.18 – Un CRP dans la boîte cryogénique au CERN.

La planéité des CRPs, estimée en comparant les valeurs de capteurs de niveau d'argon liquide répartis sur le pourtour de chaque CRP, est inférieure à 1,75 mm. Cette planéité aura un impact sur le gain à travers la température dans les LEMs, qui suit un gradient dans le gaz, et à travers l'efficacité d'extraction qui dépend du champ électrique et donc de la distance grille-LEM ainsi que de la position de l'interface entre la grille et les LEMs. L'impact d'une déformation du CRP est discuté dans le chapitre 5 quand nous parlerons des déformations de celui du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. Une déformation de 1,75 mm, à une tension d'extraction de 2,5 kV, aura une influence sur le gain inférieur au pourcent.

Les deux CRPs sont restés stables durant plusieurs semaines à la tension voulue de 3,1 kV, ce qui correspond à un gain attendu de 20. Le taux de décharge était de une par heure par CRP, correspondant à un temps mort d'environ 0,3 %, ce qui est acceptable pour $\text{DU}\nu\text{E}$. Les grilles d'extraction ont tenu la tension nominale de 7,5 kV.

Une fois sortis de la boîte, les CRPs ont été inspectés et il a été remarqué que plusieurs LEMs présentaient des traces de carbonisation dans des coins. Après nettoyage, une observation a révélé que des résidus de cuivre étaient présents sur les *rims* (Figure 4.20) aux bords et dans les coins proches des zones de carbonisées. Une nouvelle technique de production des LEMs a été développée au CERN, assurant une meilleure propreté des *rims* aux bords et dans les coins des LEMs. Ces nouveaux LEMs ont été envoyés à Saclay en Mai 2019, et sont en cours de test dans l'enceinte haute pression (ronds roses sur la Figure 4.14).



FIGURE 4.19 – Exemple de décharges observées dans la boîte cryogénique, pour une tension à travers le LEM de 3,1 kV, durant treize heures.

Les deux CRPs non instrumentés ont également été testés en tension et en planéité, et les quatre CRP ont été installés dans le cryostat entre fin 2018 et début 2019 (Figure 4.21). Dans la suite, nous nous intéressons aux champs électriques à travers le CRP et à l’impact de ces derniers sur la collection de charge. Dans un premier temps, les zones dépourvues de trous d’amplification sont étudiées, puis les efficacités de collection des électrons à travers les trous d’amplification pour plusieurs champs électriques.

4.3 Simulation des zones mortes des LEMs

Deux modèles de LEMs sont utilisés dans WA105, chacun présentant des aires dépourvues de trous d’amplification pouvant constituer des zones mortes. Les effets de ces zones mortes sur la charge collectée et sur la résolution de la l’énergie détectée ont été simulés pour le modèle CFR-34 (utilisé dans le prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$).

4.3.1 Méthode de simulation

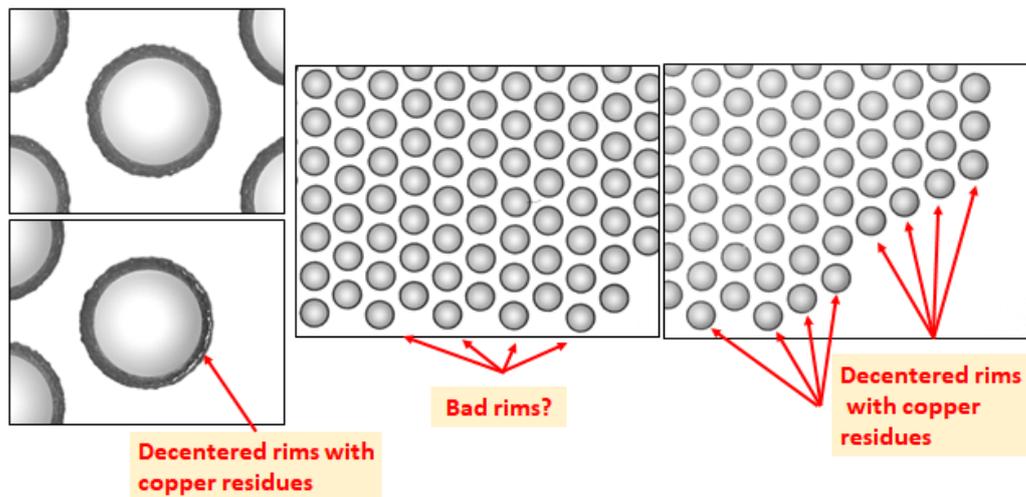


FIGURE 4.20 – Résidus de cuivre sur les *rims* de trous au bord d'un LEM présentant des traces de carbonisation.



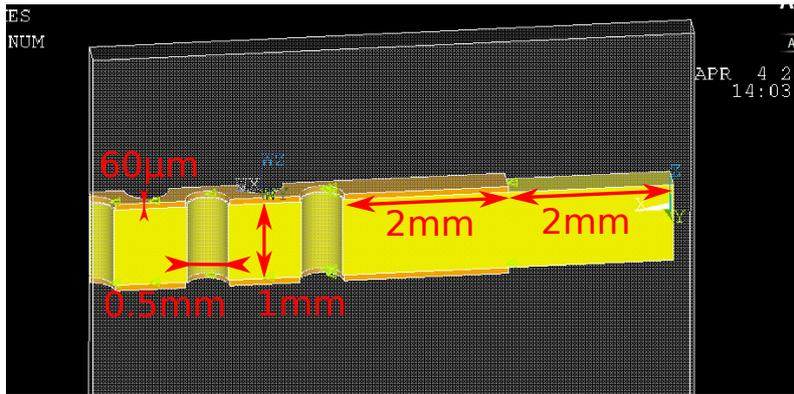
FIGURE 4.21 – Installation de deux CRPs dans le cryostat du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$.

Carte de champ avec ANSYS

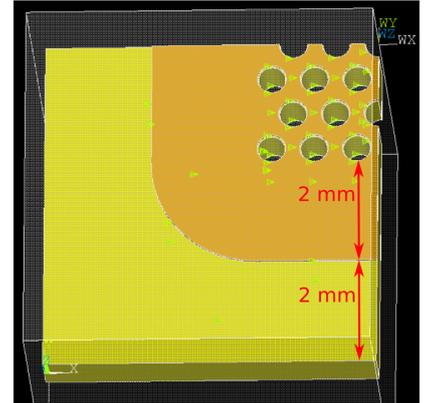
Le logiciel ANSYS, utilisant la méthode des éléments finis, a été utilisé pour générer la carte du champ électrique à travers le CRP pour différentes zones :

- Les bords des LEMs
- Les coins des LEMs
- Les zones autour des vis de fixation
- Les deux zones autour des connecteurs haute tension

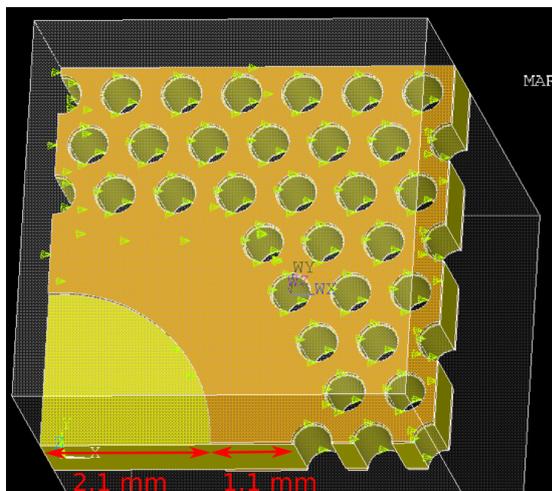
Les bords du LEM présentent 2 mm de FR-4 sans cuivre puis 2 mm de cuivre sans trous d'amplification (Figure 4.22a), idem pour les coins (Figure 4.22b). Les zones autour des vis sont simplifiées en un cercle de FR-4 plein, de rayon 2,1 mm entouré d'une zone de cuivre sans trous d'amplification formant un anneau de rayon extérieur 3,2 mm (Figure 4.22c). Les zones autour des connecteurs haute tension ont été modélisées de la même manière, avec un cercle de FR-4 plein de 5 mm et un anneau de cuivre



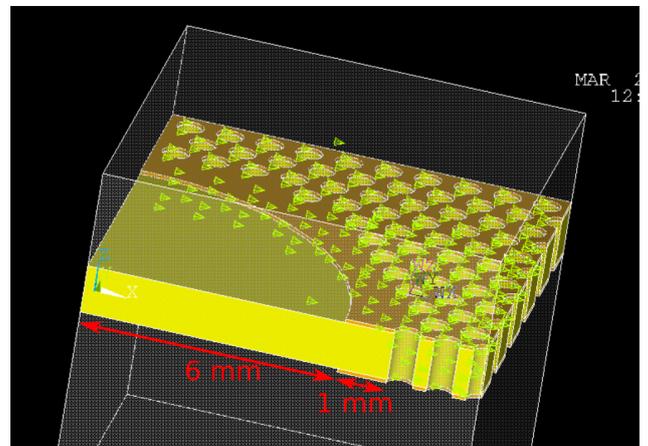
(a) Bord d'un LEM modélisé avec Analysis Systems (ANSYS).



(b) Coin d'un LEM modélisé avec ANSYS.



(c) Zone autour d'un trou de vis d'un LEM modélisé avec ANSYS.



(d) Zone autour d'un connecteur haute tension d'un LEM modélisé avec ANSYS.

FIGURE 4.22 – Zones mortes d'un LEM du modèle CFR-34 utilisé dans le prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, modélisées avec ANSYS. Les conditions de symétrie aux limites permettent de ne simuler qu'une "maille élémentaire" de chaque géométrie.

sans trou d'amplification de rayon extérieur 6 mm (Figure 4.22d). Des conditions de symétries sont appliquées aux bords des modèles afin de n'avoir à simuler que les géométries présentées en Figure 4.22. Les potentiels électriques utilisés pour cette simulation sont :

- -1000 V entre l'anode et le haut du LEM, correspondant à un champ d'induction de -5 kV cm^{-1} .
- -3500 V à travers le LEM, correspondant à un champ d'amplification de -35 kV cm^{-1} .
- -2500 V entre le bas du LEM et la grille d'extraction, correspondant à un champ d'extraction de -2 kV cm^{-1} dans le liquide.

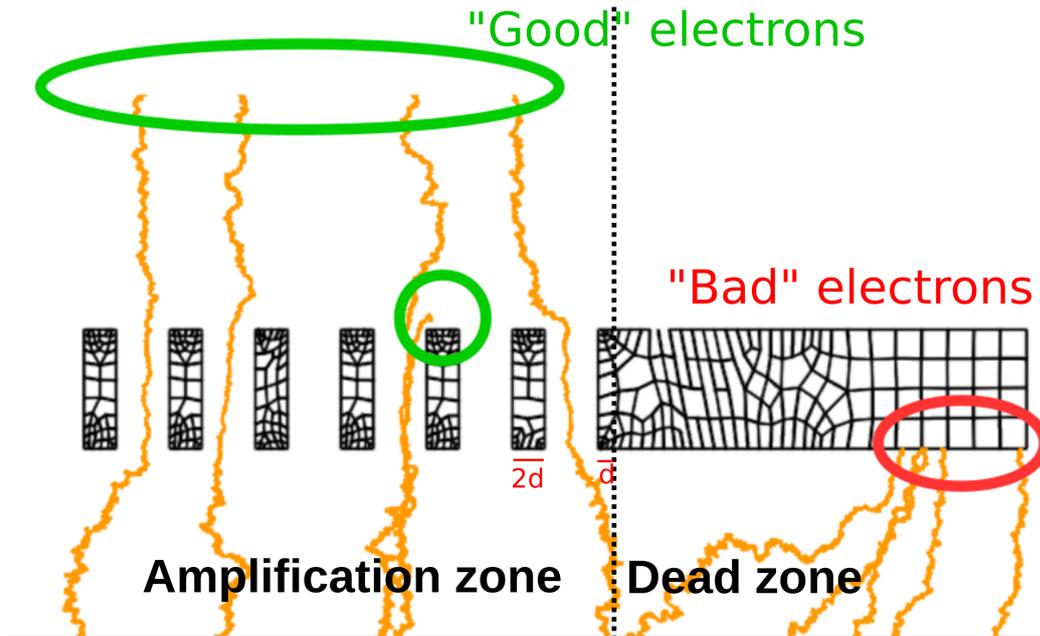


FIGURE 4.23 – Dérive de 10 électrons dans un exemple 2D de carte de champ du bord d'un LEM créée avec ANSYS par le logiciel GarField. Le cercle rouge indique les électrons finissant leur dérive sur la zone morte, les cercles verts indiquent les électrons finissant leur dérive sur la zone d'amplification. La simulation d'avalanche n'est pas activée afin d'accélérer le calcul.

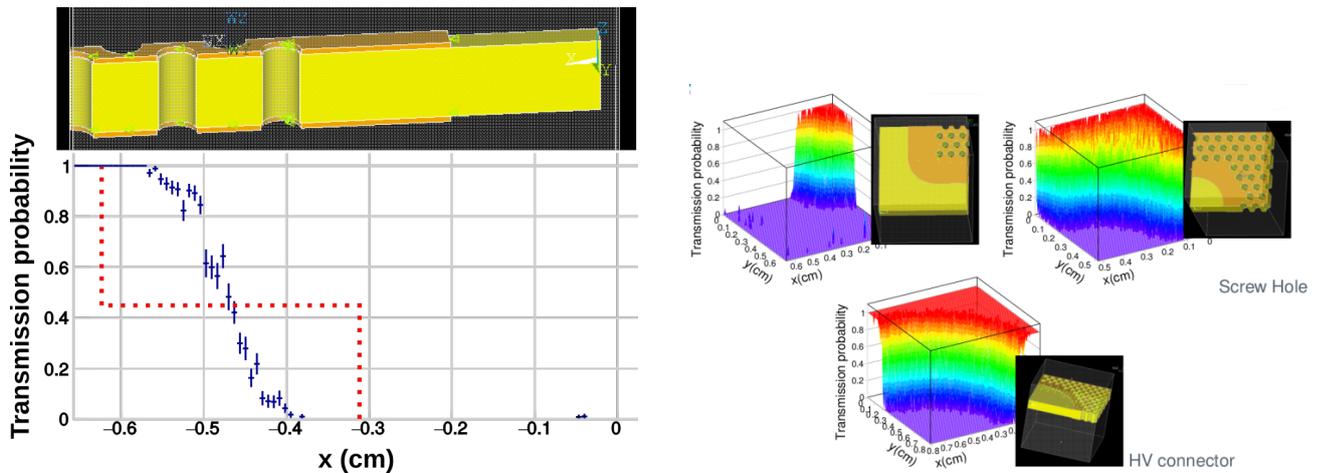
Transport des charges avec GarField

Afin d'estimer l'impact sur la dérive des électrons des zones décrites précédemment, le logiciel GarField [4] a été utilisé pour simuler le parcours de 10 000 électrons, générés selon une distribution plate, entre la zone de transition liquide-gaz et le LEM. Les électrons n'étaient pas générés dans le liquide mais un demi-millimètre au dessus, d'une part afin de s'affranchir de l'efficacité d'extraction liquide-gaz décrite en sous-section 3.3.2, et d'autre part parce que GarField est incapable de simuler une dérive dans un liquide. La Figure 4.23 montre le résultat pour une simulation de 10 électrons (l'avalanche est désactivée dans cette étude) : 5 atteignent la zone d'amplification tandis que 5 autres sont déviés sur le bords du LEM.

4.3.2 Résultat : carte d'efficacité

Un électron est considéré comme "bon" s'il atteint la zone d'amplification, qu'il passe ensuite à travers un trou ou non. Aucune diffusion après le LEM n'est donc prise en compte. La Figure 4.23 montre la limite de cette zone. Pour chaque électron, la position initiale est enregistrée, ainsi que le fait qu'il ait atteint ou non la zone d'amplification. Sont alors calculées la distribution de toutes les positions initiales des électrons et la distribution des positions initiales des électrons atteignant la zone d'amplification. Le rapport de la seconde distribution sur la première définit l'efficacité de transmission en fonction de la position dans le plan $x - y$. Le résultat pour les quatre zones mortes est montré en

Figure 4.24.



(a) Probabilité de transmission d'un électron en fonction de sa position initiale sous le bord d'un LEM du modèle CFR-34. La courbe pointillée correspond aux canaux de l'anode au dessus du LEM.

(b) Probabilité de transmission d'un électron en fonction de sa position initiale sous le coin, un trou de vis et un connecteur haute tension d'un LEM.

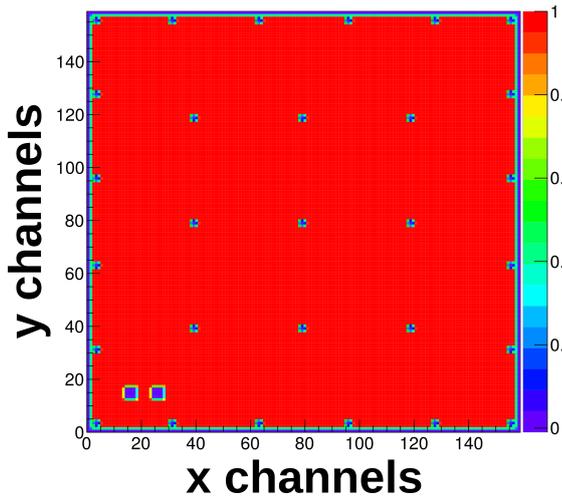
FIGURE 4.24 – Probabilité de transmission d'un électron en fonction de sa position initiale après extraction sous les différentes zone mortes d'un LEM du modèle CFR-34.

En redéfinissant la taille des bins des histogrammes ainsi obtenus à la largeur des canaux de lecture des anodes (0,3125 cm), il est possible de créer la carte d'efficacité complète montrée en Figure 4.25a. Il apparaît alors que les pertes principales auront lieu sur les bords des anodes, où les premiers canaux ne devraient voir aucune charge tandis que les seconds canaux devraient voir autour de 40 % de la charge. Ce comportement est validé par les résultats du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (section 5.4), bien que la valeur de 40 % ne soit pas retrouvée.

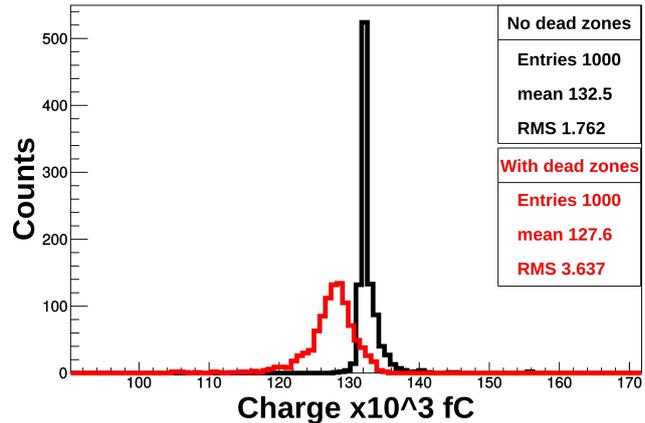
4.3.3 Résultat : impact sur la l'énergie reconstruite

Cette étude a été faite avec le logiciel QScan, basé sur le logiciel de simulation GEANT4 pour simuler le passage de particule dans la matière. La géométrie du démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ a été utilisée (le modèle CFR-34 était encore d'actualité au moment de la réalisation de cette étude), mais est également valable pour le prototype $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, les CRPs étant identiques mis à part les LEMs. Plusieurs types de particules à plusieurs impulsions initiales ont été générées au milieu du volume à des angles tirés aléatoirement.

La charge totale arrivant à l'anode, avant reconstruction, est enregistrée avec et sans la carte d'efficacité. Les effets de diffusion longitudinale et transverse sont simulés par des répartitions gaussiennes en temps et en espace de la charge (voir sous-section 3.4.2. Les LEMs sont simulés, en plus de la carte d'efficacité, par un facteur d'amplification, fixé à 1 ici. Aucune perte due à l'extraction et aucune diffusion dans le gaz n'est simulée. La Figure 4.25b montre les distributions, avec et sans carte d'efficacité, de la charge totale arrivant à l'anode pour des électrons traversant le milieu d'argon liquide à une impulsion



(a) Carte d'efficacité d'un LEM du modèle CFR-34. Les axes x et y représentent les 160 canaux des vues de l'anode se situant au dessus du LEM. La barre de couleur indique la fraction de charge qui atteindra chaque pixel ainsi formé.



(b) Simulation de l'impact de la carte d'efficacité sur la charge totale collectée d'électrons de 3 GeV/c dans le démonstrateur $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. En noir est la charge totale collectée sans zones mortes, en prenant en compte les dispersions et les pertes dues à la recombinaison et aux impuretés dans le liquide. En rouge et la même charge mais en prenant en compte la carte d'efficacité.

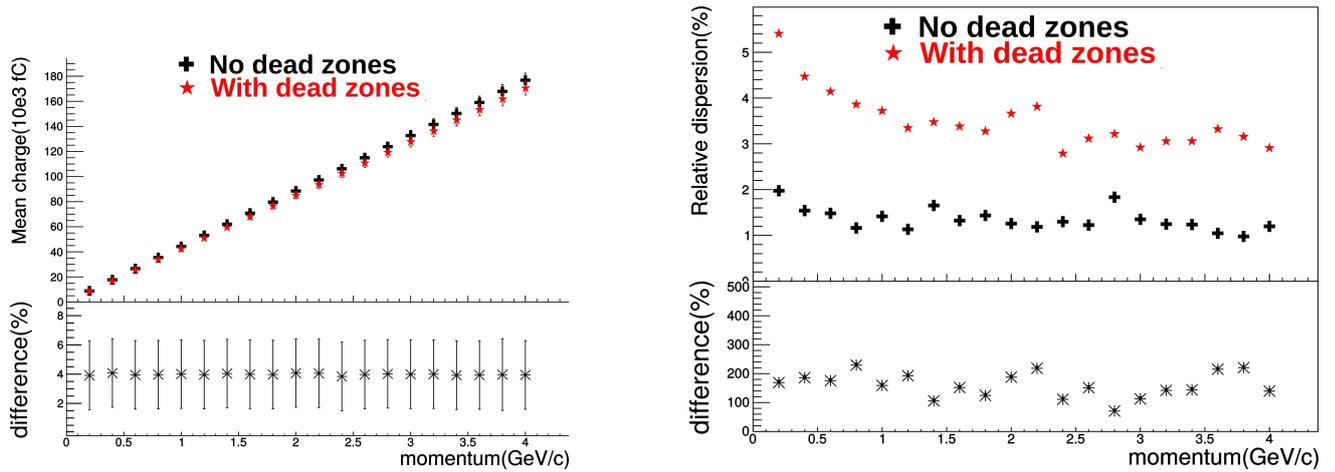
FIGURE 4.25 – Carte d'efficacité d'un LEM du modèle CFR-34 simulée avec ANSYS et Garfield et simulation de son impact sur la collection de la charge totale d'électrons de 3 GeV avec QScan.

initiale de 3 GeV/c. On peut y voir que la charge récoltée est plus basse d'environ 4 % avec la carte d'efficacité, comme attendu, mais également que sa distribution est plus large. La Figure 4.26a montre les différences de la charge moyenne récoltée avec et sans carte d'efficacité pour plusieurs impulsions initiales. La Figure 4.26b montre les différences de l'écart type (en pourcentage de la moyenne) de la charge récoltée avec et sans carte d'efficacité pour plusieurs impulsions initiales. L'effet sur la charge moyenne reste autour de 4 %, mais l'effet sur la résolution est de l'ordre de 200%. En comparaison (Figure 4.27a et Figure 4.27b), l'effet sur la résolution de la charge d'un muon ne dépasse pas 30% (quand le muon est au minimum d'énergie), tandis que l'effet sur la moyenne est similaire à l'électron. Les zones mortes des LEMs peuvent donc avoir un effet important sur la précision de la reconstruction de l'énergie, et savoir quel facteur correctif appliquer à quel canal de lecture est nécessaire.

4.3.4 Limites de cette simulation

Cette simulation comporte plusieurs limites :

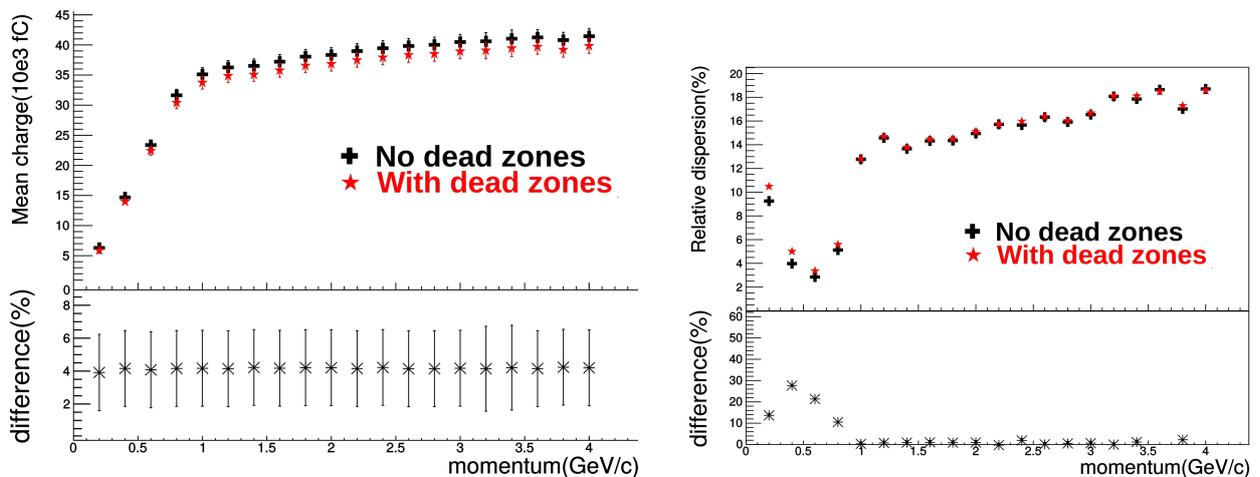
- Elle n'a été faite que pour une configuration du champ électrique à travers le CRP fixée. Or des variations du champ d'extraction et/ou du champ d'amplification vont modifier les lignes de champs proches du LEM, il est donc possible que les probabilités de transmission en soient impactées. La méthode de simulation décrite plus haut peut tout à fait être répétée dans une étude future pour d'autres configurations du champ à travers le CRP.
- Cette étude n'a été faite que pour le modèle CFR-34, qui n'est pas utilisé dans le démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ et ne le sera pas non plus dans DU ν E. Les temps de calculs plus grands induits



(a) Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la moyenne de la charge totale collectée à l'anode pour plusieurs impulsions initiales d'un électron.

(b) Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la dispersion de la charge totale collectée à l'anode pour plusieurs impulsions initiales d'un électron.

FIGURE 4.26 – Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la charge totale collectée d'électrons de plusieurs impulsions. En noir sont les simulations sans carte d'efficacité, en rouge avec carte d'efficacité.



(a) Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la moyenne de la charge totale collectée à l'anode pour plusieurs impulsions initiales d'un muon.

(b) Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la dispersion de la charge totale collectée à l'anode pour plusieurs impulsions initiales d'un muon.

FIGURE 4.27 – Simulation de l'impact de la carte d'efficacité du CFR-34 sur la charge totale collectée de muons de plusieurs impulsions. En noir sont les simulations sans carte d'efficacité, en rouge avec carte d'efficacité.

par des zones mortes plus grandes du modèle CFR-35 rendent les simulations avec ANSYS beaucoup plus longues dans les coins et proche des trous de vis de de connecteur haute tension.

Une simulation du bord a été réalisée, et est présentée en Figure 4.28. L'aspect est similaire au CFR-34 : les canaux des anodes en face des zones mortes seront aveugles, le canal en marge recevra 40 % de la charge et les autres ne seront pas impactés.

- Le phénomène de charge du LEM au cours d'une opération longue d'une DLArTPC aura également un impact sur le champ électrique proche des zones mortes, où un grand nombre d'électrons va s'accumuler, déformant ainsi le champ électrique. Cet effet n'est pas pris en compte par la méthode de simulation décrite ici. Une implémentation nécessiterait de réaliser un processus itératif avec GarField et ANSYS, le premier calculant le nombre d'électrons s'accumulant sur le FR-4, le second recalculant une carte de champ en fonction de ces charges additionnelles.
- L'étude de l'impact sur la reconstruction peut être précisée en vue d'être utilisée dans le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ et $\text{DU}\nu\text{E}$. D'abord en regardant la distribution non pas de l'énergie totale mais du dépôt d'énergie par unité de longueur, qui est la quantité étudiée pour la reconstruction de l'énergie déposée, et d'autre part en incluant les algorithmes de reconstruction au lieu de prendre les données de simulations vraies.

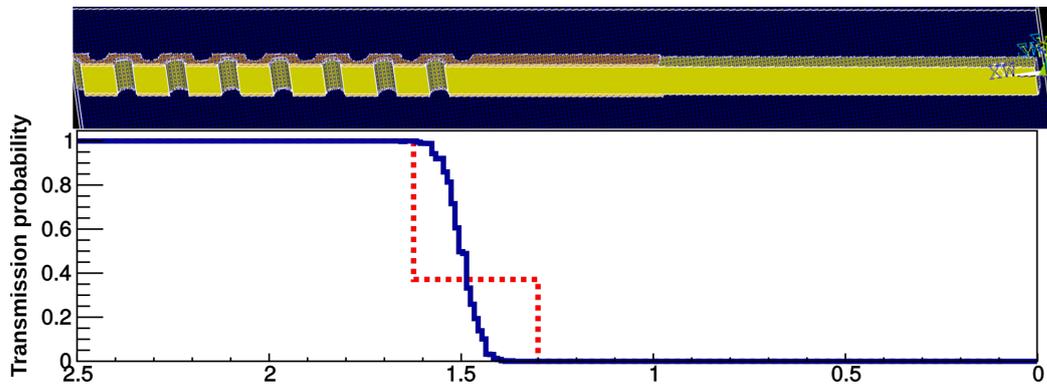


FIGURE 4.28 – Probabilité de transmission d'un électron en fonction de sa position initiale sous le bord d'un LEM du modèle CFR-35. La courbe pointillée correspond aux canaux de l'anode au dessus du LEM.

4.4 Simulation des efficacités de collection de charge

L'efficacité d'extraction des électrons de dérive de la phase liquide vers la phase gazeuse est décrite en sous-section 3.3.2, et croît avec le champ électrique dans le liquide jusqu'à atteindre 1 à 3 kV cm^{-1} . Les mesures faites par le prototype de 3L ont cependant montré que le gain atteint un maximum autour de $2,5 \text{ kV cm}^{-1}$ et semble même diminuer après[5] (voir Figure 3.13). Ceci peut être due à une perte d'électrons au niveau de la face basse du LEM qui fait qu'une partie seulement des électrons extraits du liquide atteindront l'amplification. Cet effet, qui sera nommé *efficacité de collection du LEM* dans le reste du texte, a été simulé en fonction du champ d'amplification et du champ d'extraction afin, d'une part, de vérifier cette hypothèse, et d'autre part afin d'être pris en compte dans l'estimation du gain avec le prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. Ce phénomène dépendra du champ dans le gaz et non du champ

dans le liquide, aussi l'efficacité de collection du LEM est étudiée en fonction du champ dans le gaz. Dans les LArTPCs de WA105, les champs dans le gaz et le liquide sont reliés par l'équation (3.5).

Le même phénomène peut également arriver après l'amplification : tous les électrons sortant du trou peuvent ne pas arriver à l'anode, et terminer leur course sur le FR-4. Cet effet sera appelé *efficacité de collection de l'anode* dans le reste du texte et a également été simulé.

4.4.1 Méthodes de simulation

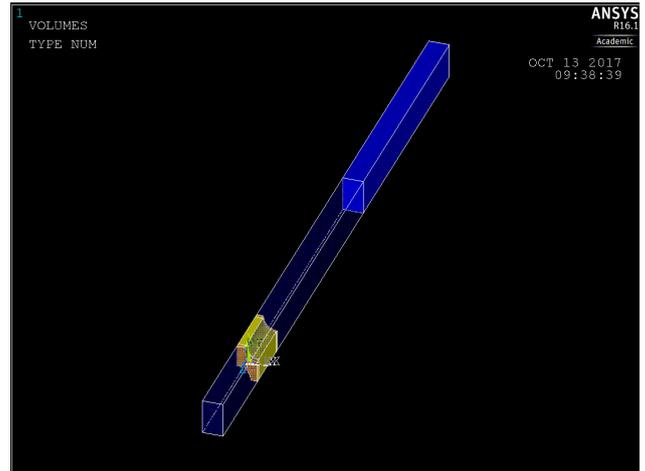
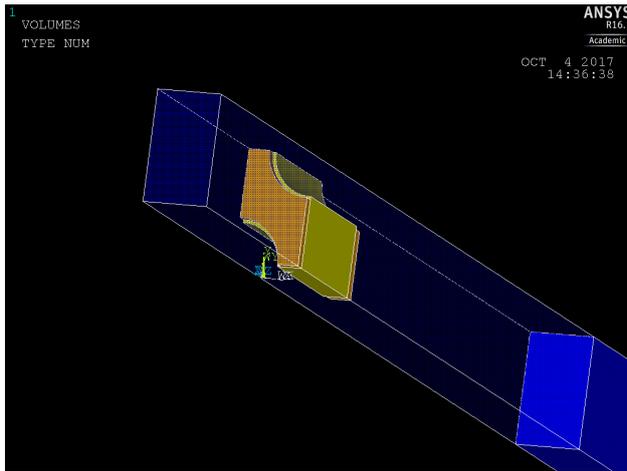
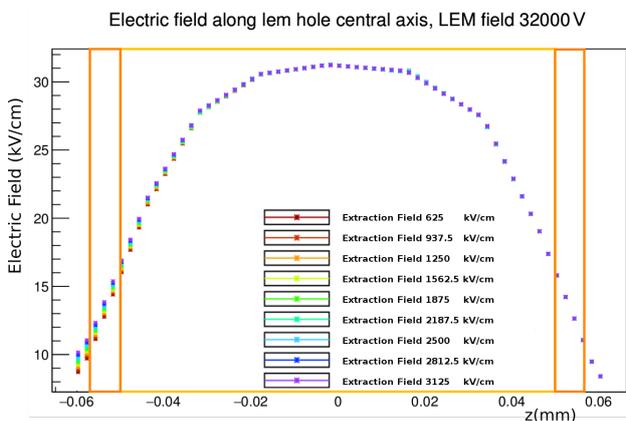
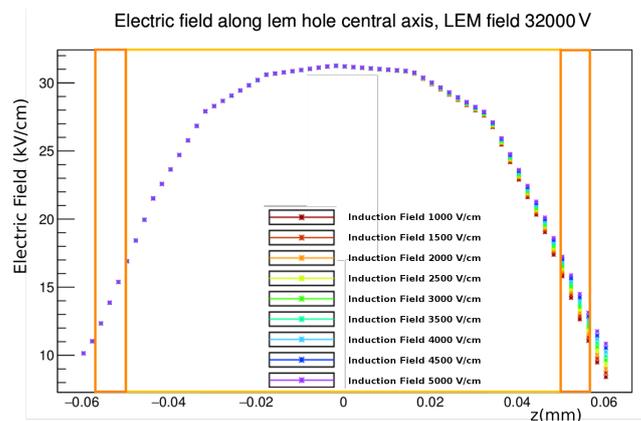


FIGURE 4.29 – Maille élémentaire de la disposition en nid d'abeille des trous d'amplification d'un LEM modélisée avec ANSYS. Les conditions de symétrie aux bords assurent la continuité de la géométrie.



(a) Champ électrique le long de l'axe central d'un trou d'amplification de LEM pour un champ d'amplification de 32 kV cm^{-1} et plusieurs champs d'extraction dans le gaz.



(b) Champ électrique le long de l'axe central d'un trou d'amplification de LEM pour un champ d'amplification de 32 kV cm^{-1} et plusieurs champs d'induction.

FIGURE 4.30 – Influence des variations des champs d'extraction dans le gaz et d'induction sur le champ électrique aux limites du LEM. Les zones délimitées par les rectangles jaunes et oranges représentent respectivement le FR-4 et les deux épaisseurs de cuivre.

Le logiciel de simulation ANSYS, utilisant la méthode des éléments finis, a été utilisé pour générer les cartes de champs de la zone entre la grille d'extraction et l'anode (voir Figure 4.29), pour plusieurs configurations de champs électriques. La supposition est faite que l'efficacité de collection du LEM n'aura aucune influence sur l'efficacité de collection de l'anode et inversement, ce qui est justifié par l'absence de variation du champ en bas du LEM quand le champ d'induction varie et inversement (voir Figure 4.30). En revanche, le champ d'amplification va avoir une influence sur les deux efficacités. Il a donc été décidé de simuler l'efficacité de collection du LEM (de l'anode) en fonction du champ d'amplification et du champ d'extraction (d'induction).

Le logiciel GarField a été utilisé pour simuler la dérive d'électrons dans les cartes de champs produites par ANSYS. Un millier d'électrons sont générés selon une distribution uniforme juste au dessus de la phase gazeuse, afin de s'affranchir de l'efficacité d'extraction². Le logiciel effectue alors le transport de ces électrons dans la carte de champ (voir [4]) ainsi que l'amplification dans les trous du LEM. Les positions de début et de fin de parcours de chaque électrons sont enregistrées. La Figure 4.31 montre la distribution de ces positions. On voit que, comme supposé, des électrons peuvent finir sur la face basse du LEM, et qu'un nombre important va finir sur le FR-4 à l'intérieur du trou (*charging up*, voir sous-section 3.3.4). De plus, parmi les électrons quittant la zone d'amplification, certains finiront leur course sur le *rim* du haut et seront également perdus.

L'efficacité de collection du LEM, qui correspond à la probabilité qu'un électron extrait du liquide d'atteindre la zone d'amplification, est définie comme le rapport entre le nombre d'électrons dépassant le *rim* inférieur du LEM et le nombre d'électrons initialement générés. L'efficacité de collection de l'anode est définie comme le rapport entre, d'une part, la somme des électrons passant le *rim* inférieur et des électrons générés par avalanche et, d'autre part, le nombre d'électrons arrivant à l'anode. Définit ainsi, cette efficacité correspond à un LEM avant *charging up*. Afin de simuler un LEM après *charging up*, il faudrait réaliser cette simulation de manière itérative en re-générant une carte de champ prenant en compte les électrons accumulés sur le FR-4. En effet, les lignes de champ étant modifiées par le *charging up*, le nombre d'électrons terminant sur les bords des trous avant le *rim* supérieur devraient être moindre après *charging up*. Cette simulation n'a pas été faite par manque de temps.

4.4.2 Résultats

La Figure 4.32a montre l'efficacité de collection du LEM en fonction du champ d'amplification et du champ d'extraction dans le gaz. On constate qu'elle commence à 1 et décroît (croît) avec le champ d'extraction (d'amplification). La Figure 5.10 montre la convolution de cette efficacité à l'efficacité d'extraction décrite en sous-section 3.3.2, obtenue en utilisant l'équation (3.5). On constate qu'avec cette convolution, on retrouve bien un maximum local entre 2 kV cm^{-1} et 3 kV cm^{-1} dans le liquide, comme observé dans le 3 L. On remarque de plus que l'efficacité n'atteint jamais 1. L'efficacité de collection de l'anode, montrée sur la Figure 4.32b, croît avec le champ d'induction et dépend peu du champ d'amplification si ce dernier est supérieur à 15 kV cm^{-1} . Cette efficacité ne sera jamais de 1 avec

2. et aussi parce que GarField ne peut pas simuler des processus dans un liquide.

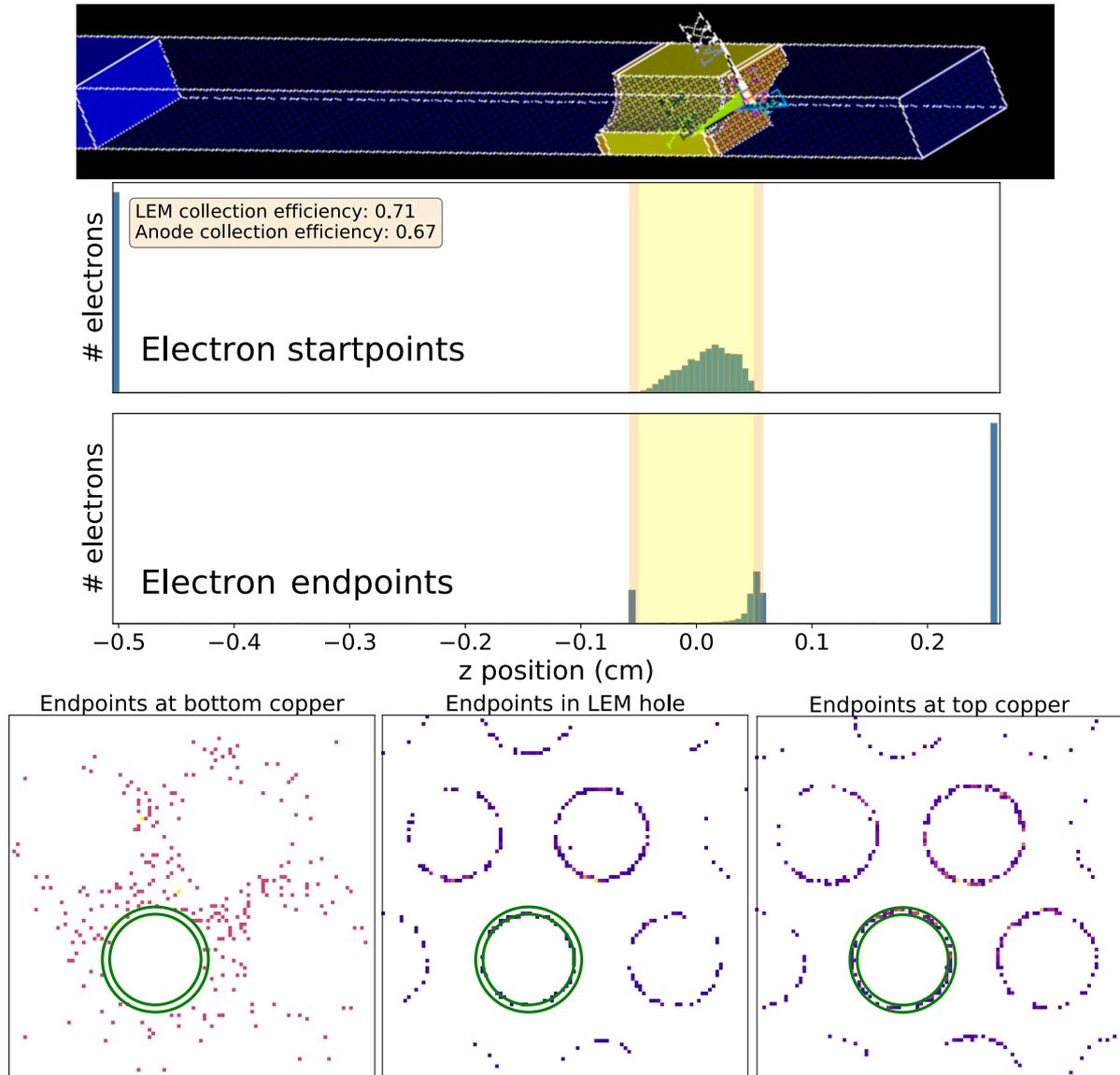
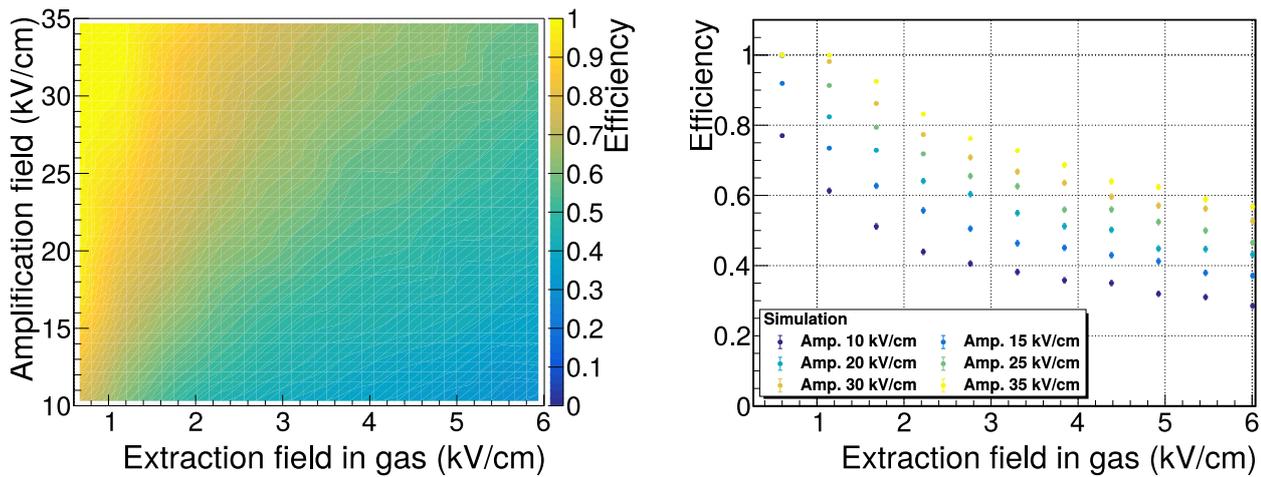


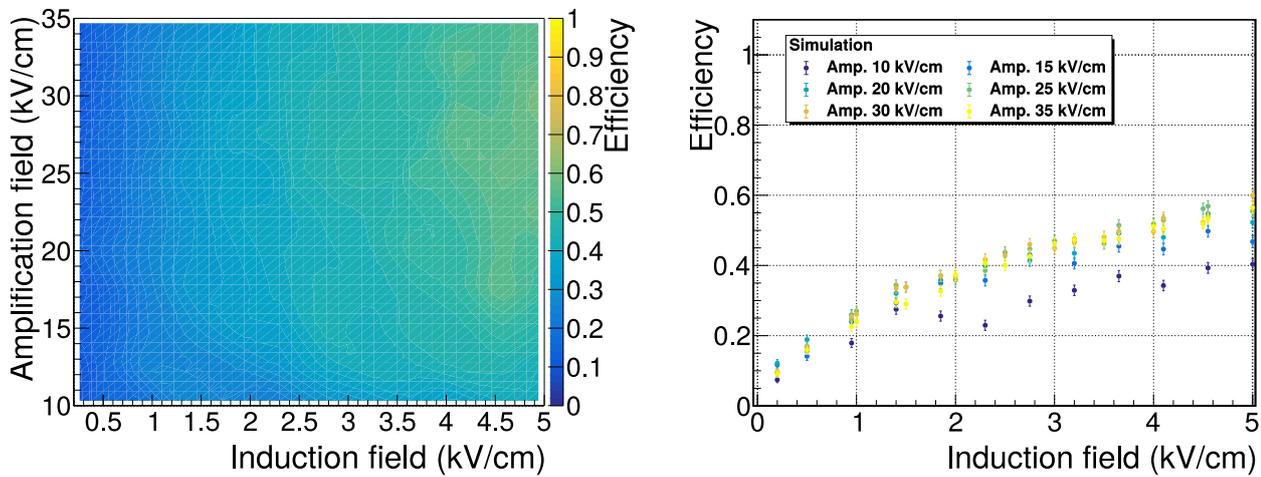
FIGURE 4.31 – Points de départ (haut) et d’arrivée (milieu) des électrons à travers le LEM pour un champ d’induction de 5 kV cm^{-1} , un champ d’amplification de 30 kV cm^{-1} un champ d’extraction dans le gaz de 3 kV cm^{-1} . Les trois figures du bas sont une vue en 2D des zones où les électrons terminent leur course. Les cercles verts représentent le *rim* d’un trou.

une induction de 5 kV cm^{-1} .

Ces simulations sont utilisées au chapitre suivant pour comparer les mesures de gain faites par le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ avec celles faites par le 3 L. En effet, le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ n’a pas effectué de mesures de gain à champ d’induction et d’extraction fixés, et n’a pas atteint les tensions nominales pour ces champs, aussi faut-il corriger la charge mesurée avec les efficacités simulées ici pour se ramener aux valeurs de champs du 3 L.



(a) Efficacité de collection du LEM en fonction du champ d'extraction dans le gaz et du champ d'amplification.

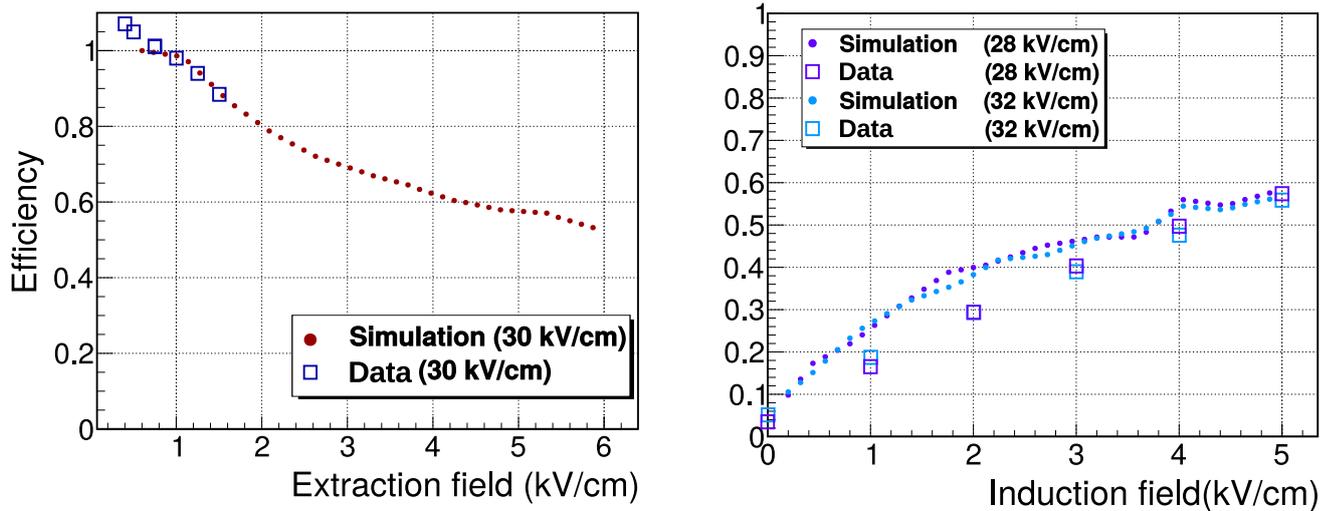


(b) Efficacité de collection de l'anode en fonction du champ d'induction et du champ d'amplification.

FIGURE 4.32 – Efficacités de collection du LEM et de l'anode en fonction des champs électriques à travers le CRP.

4.4.3 Mesures à Saclay avec des LEM et anodes de $10 \times 10 \text{ cm}^2$

L'enceinte haute pression utilisée pour tester la tenue en tension des LEMs a permis de mesurer le gain en fonction du champ d'induction et du champ d'extraction dans le gaz. Avec ce dispositif il n'est pas possible d'avoir une valeur absolue des efficacités de collections, ces dernières ne pouvant pas être décorréées de l'amplification dans le LEM, mais il est possible de mesurer leur comportement et de les comparer aux simulations. Les mesures ont été faites pour des champs d'inductions allant de 0 kV cm^{-1} à 5 kV cm^{-1} avec des champs d'amplification allant de 26 kV cm^{-1} à 34 kV cm^{-1} , et pour des champs d'extraction allant de $0,4 \text{ kV cm}^{-1}$ à $1,5 \text{ kV cm}^{-1}$ avec un champ d'amplification de 30 kV cm^{-1} . L'alimentation haute tension ne permettait pas de mettre des champs d'extraction plus haut. Ces mesures ayant été faites après des mesures de gain, le *charging up* était fini.



(a) Efficacité de collection du LEM en fonction du champ d'extraction dans le gaz et du champ d'amplification. Les carrés sont les mesures faites à Saclay, normalisées à la valeur maximale de la simulation, en ronds.

(b) Efficacité de collection de l'anode en fonction du champ d'induction, pour deux champs d'amplification. Les carrés sont les mesures faites à Saclay normalisées à la valeur maximale de la simulation à ces mêmes champs, en ronds.

FIGURE 4.33 – Comparaison aux mesures des simulations des comportements des efficacités de collection du LEM et de l'anode en fonction des champs électriques à travers le CRP.

La Figure 4.33 montre ces mesures, à gauche pour l'efficacité de collection du LEM et à droite pour l'efficacité de collection de l'anode. Pour chaque valeur de champ d'amplification, les gains mesurés sont normalisés à la valeur maximale d'efficacité simulée. On constate que les tendances mesurées vont dans le même sens que les tendances simulées. La simulation étant faite avant *charging up* et les mesures après, une différence était attendue pour l'efficacité de collection de l'anode, et l'on observe bien que l'efficacité simulée croît plus vite à bas champ que l'efficacité mesurée.

En revanche, ce *charging up* ne devrait pas avoir d'impact sur l'efficacité de collection du LEM. En effet, les simulations prédisent que les électrons finissent leur course sur le cuivre, et donc sont évacués dans le circuit électrique sans s'accumuler. Les comportements de cette efficacité en fonction du champ d'extraction sont différents entre simulation et mesure à moins de 1 kV cm^{-1} , mais compatibles pour les trois points entre 1 kV cm^{-1} et $1,5 \text{ kV cm}^{-1}$. Les champs d'extraction dans le gaz utilisés dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont tous supérieurs ou égaux à 1 kV cm^{-1} .

4.5 Conclusion et perspectives

Les tests décrits dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence une limitation de la tenue en tension des LEMs, qui a été prise en compte pour la réalisation du modèle CFR-35 utilisé par le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Des zones mortes plus grandes permettent une meilleure tenue en tension, permettant d'atteindre les gains requis pour DUVE. Cependant, comme l'ont montré les simulations décrites en

section 4.3, ceci implique une perte de zone active. Certains canaux de lecture des anodes ne recevront qu'une fraction de la charge, ce qui peut être pris en compte maintenant que cette fraction a été simulée, mais d'autres ne verront pas du tout de charge. Des vertex ou des topologies compliquées se trouvant sous ces canaux seront mal ou pas reconstruits, pouvant entraîner une perte d'efficacité de reconstruction. Ce phénomène reste à étudier avec un logiciel adapté afin d'optimiser les algorithmes de reconstruction.

En parallèle, une solution permettant à la fois de réduire les zones mortes tout en prévenant les décharges est envisagée. Il s'agit de recouvrir les bords des LEMs avec de l'isolant. En effet, des simulations faites avec COMSOL Multiphysics ont montré que des champs électriques très intenses (de l'ordre de la centaine de milliers de volt par centimètre) peuvent se trouver à la limite du cuivre et du FR-4, sur les bords. Recouvrir ces zones d'isolant permettra de prévenir les décharges. Des tests préliminaires vont être réalisés avec des LEMs du modèle CFR-35 et du Kapton, une technique de production utilisant un isolant adapté à la taille des bords du modèle CFR-34 est en cours de développement.

Les simulations faites avec ANSYS et Garfield ont permis de mettre en évidence le fait que l'efficacité de collection du LEM décroît avec le champ présent dans le gaz entre l'interface liquide-gaz et le LEM. Ceci se traduit par la présence d'un plateau d'efficacité une fois prise en compte l'efficacité d'extraction liquide-gaz. Ce plateau, bien qu'inférieur à 1, se situe à des tensions comprises entre 2 kV et 3 kV pour les CRPs du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, tensions qui ont été atteintes dans la boîte cryogénique. De fait, les variations de la planéité de ces CRPs, inférieures à 1,75 mm, auront un impact négligeable sur l'efficacité combinée d'extraction et de collection quand bien même elles modifieraient un peu les champs électriques.

La simulation de l'efficacité de collection de l'anode en fonction du champ d'induction a été faite pour un LEM avant *charging up* et a été comparée au comportement du gain en fonction du champ d'induction avec un LEM après *charging up*, les mesures pouvant difficilement être faites avant *charging up* avec la source radioactive utilisée dans l'enceinte haute pression du CEA Saclay. Les tendances observées sont similaires, mais présentes des différences pouvant aller jusqu'à 15 %. Les résultats de cette simulation, ainsi que ceux de l'efficacité de collection du LEM, sont utilisés dans le chapitre suivant pour estimer le gain effectif dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ aux champs électriques utilisés dans le prototype de 3 L, auxquels le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ n'a pas opéré. Une simulation d'un LEM pendant et après *charging up* pourra être réalisée en itérant la méthode décrite en section 4.4 et en prenant en compte les modifications du champ électrique induites par l'accumulation d'électrons sur le FR-4 au niveau des trous des LEMs. Une efficacité plus grande est attendue après *charging up*, les lignes de champs empêchant alors les électrons de finir leur course sur le FR-4.

Références

- [1] C. CANTINI et al. « Long-term operation of a double phase LAr LEM Time Projection Chamber with a simplified anode and extraction-grid design ». In : (23 déc. 2013). DOI : 10.1088/1748-0221/9/03/P03017. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1312.6487v1> [physics.ins-det].
- [2] B. AIMARD et al. « A 4 tonne demonstrator for large-scale dual-phase liquid argon time projection chambers ». In : (8 juin 2018). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1806.03317v2> [physics.ins-det].
- [3] C. CANTINI et al. « Performance study of the effective gain of the double phase liquid Argon LEM Time Projection Chamber ». In : (14 déc. 2014). DOI : 10.1088/1748-0221/10/03/P03017. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1412.4402v1> [physics.ins-det].
- [4] H. SCHINDLER. *Garfield++ User Guide*. <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/documentation/UserGuide/> Fév. 2017.
- [5] Shuoxing WU. « Study of alternative double phase LAr TPC charge readout systems ». en. Thèse de doct. 2017. DOI : 10.3929/ethz-b-000172413.

5 Analyse des performances du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$

5.1 Introduction

Le prototype de DLArTPC de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, premier prototype du projet WA105, a pris des données au CERN entre juin et novembre 2017. Son objectif premier était de vérifier que la solution DLArTPC est réalisable à grande échelle et de tester les choix technologiques en vue de la construction du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. De plus, grâce aux données de muons cosmiques récoltées, le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ peut estimer le gain et étudier sa stabilité au cours du temps et à travers les 3 m^2 de son CRP. Il peut également regarder l'évolution du gain en fonction du champ dans les LEMs, mesures qui peuvent alors être comparées à celles effectuées en 2013 et 2014 dans le prototype de 3L[1]. Ce sont ces derniers points qui sont traités en détail dans ce dernier chapitre.

Le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a rencontré un problème majeur durant son exploitation qui l'a empêché de fonctionner au mieux de ses capacités : la grille était limitée en tension à 5 kV au lieu des 6,2 kV minimaux requis pour fonctionner aux champs nominaux décrits dans le chapitre 3. Ceci a limité les différents champs applicables à travers le CRP, à savoir les champs d'extraction, d'amplification et d'induction. Cette limitation était due à un groupe de fils mal tendus ainsi qu'à un contact défectueux et ne remet donc pas en cause la technologie DLArTPC. En effet, malgré ces difficultés, le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a démontré la capacité de cette technologies à visualiser avec une grande précision des topologies complexes, comme le montre les trois exemples de la Figure 5.1. Ces événements ont été vus à des champs électriques bien inférieurs aux champs nominaux décrits dans sous-section 3.2.2. Ce problème de limitation en tension à néanmoins fait que le champ d'extraction était faible (de l'ordre de 1 kV cm^{-1}) lors de la mesure du gain à des champs d'amplification supérieur à 30 kV cm^{-1} . L'analyse des acquisitions correspondantes a nécessité le développement d'un algorithme d'analyse dédié, décrit en fin de chapitre.

Ce chapitre commence par une présentation de la méthode d'analyse en section 5.2 : comment le gain peut être estimé et comment la reconstruction des traces est effectuée par le logiciel LArSoft. Les principales incertitudes systématiques, dominantes par rapport aux incertitudes statistiques, sont également présentées. Dans la section 5.3 sont présentées les données utilisées : les dates de mesures et les champs électriques scannés, ainsi que les mesures du slow control (pression, température, niveau de l'interface liquide-gaz). Les résultats de l'analyse de stabilité dans le temps ainsi que des variations de gain sur la surface du CRP sont présentés en section 5.4. Y figure aussi l'évolution du gain en fonction

du champ électrique dans les LEMs. Enfin, l'analyse et la reconstruction des données aux champs d'amplification supérieurs à 30 kV cm^{-1} est présentée en section 5.5.

5.2 Méthode d'analyse

5.2.1 Mesure du gain effectif

Les anodes de lectures du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont segmentées en deux vues. La vue 0, de $100 \times 100 \text{ cm}^2$, correspond aux canaux de lecture de 3 m tandis que la vue 1, de $100 \times 300 \text{ cm}^2$, correspond aux canaux de lecture de 1 m (voir Figure 5.2). La charge déposée par unité de longueur se répartira de manière équitable entre ces deux vues (les diffusions sont négligeables sur une dérive de 1 m, voir sous-section 3.4.2), selon une convolution entre une distribution de Landau-Vavilov et une gaussienne (voir sous-section 3.4.2). Un ajustement peut alors être fait pour extraire la valeur de la MPV de la distribution de Landau-Vavilov, dont la valeur est connue pour des muons cosmiques, à savoir $8,26 \text{ fC cm}^{-1}$ (voir Tableau 3.5). Le gain effectif est alors défini comme le rapport entre la somme des MPV de la distribution de la charge dans les deux vues et la MPV attendue.

Calibration

La réponse de l'électronique de lecture du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a été calibrée en envoyant des impulsions brèves d'amplitudes variable à travers les canaux de lecture. Dans le cas où la charge déposée dans un canal de lecture est étiré en temps, l'intégrale du signal correspondant au coup doit être utilisé pour évaluer la charge incidente. Dans une DLaRTPC, le coup peut en effet être étiré en temps à bas champ d'extraction (voir sous-section 3.3.2). Le courant $I(t)$ induit par l'arrivée de ces charges est convolué à la réponse à une charge ponctuelle de l'électronique $V(t)$, résultant en la réponse du canal $V_{out}(t)$ selon l'équation

$$V(t) = \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \times (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}) \quad (5.1)$$

$$V_{out}(t) \propto \int_{[t_0]}^t I(t') \times V(t-t') dt' \quad (5.2)$$

où τ_2 et τ_1 sont les temps de montée et de descente de l'électronique respectivement. La Figure 5.3 montre, à gauche, un signal mesuré ainsi que l'ajustement avec la formule précédente pour un canal dans chaque vue du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, et à droite montre l'évolution de l'intégrale d'un signal en fonction de la charge initiale injectée. Les pentes des deux droites sont les facteurs de conversion utilisés pour évaluer la charge déposée, présentés dans le Tableau 5.1

Reconstruction avec LArSoft

Les données brutes enregistrées par l'électronique du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont des fichiers binaires, contenant l'information de la tension mesurée (en ADC) pour les 1 667 bin de temps de $0,4 \mu\text{s}$ de chacun des 1 280

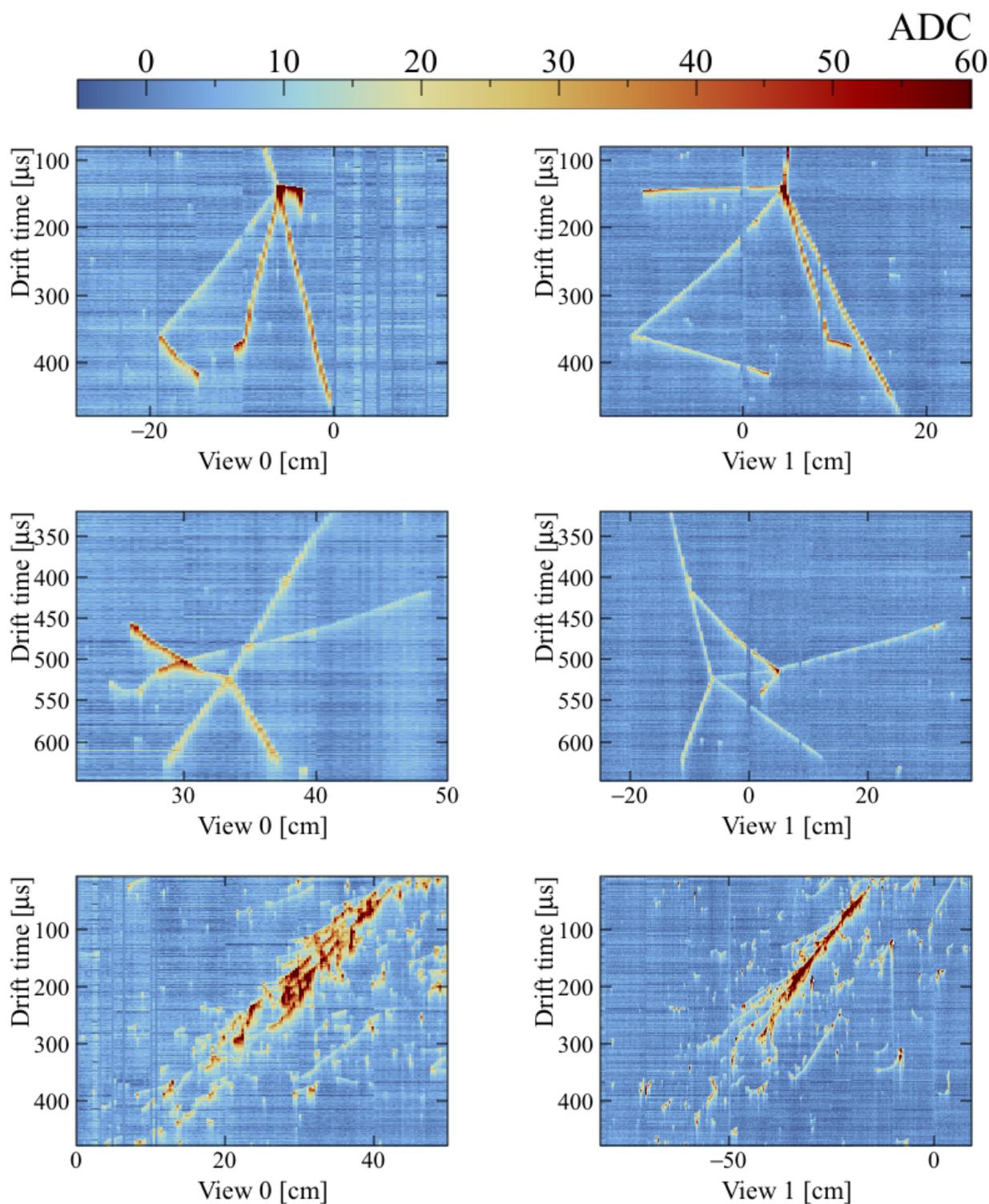


FIGURE 5.1 – Quelques événements vus dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ à un champ d'extraction de $1,7 \text{ kV cm}^{-1}$ dans le liquide, un champ d'amplification de 28 kV cm^{-1} et un champ d'induction de 1 kV cm^{-1} . La colonne de gauche est la vue 0, la colonne de droite est la vue 1. De haut en bas : deux gerbes hadroniques et une gerbe électromagnétique.

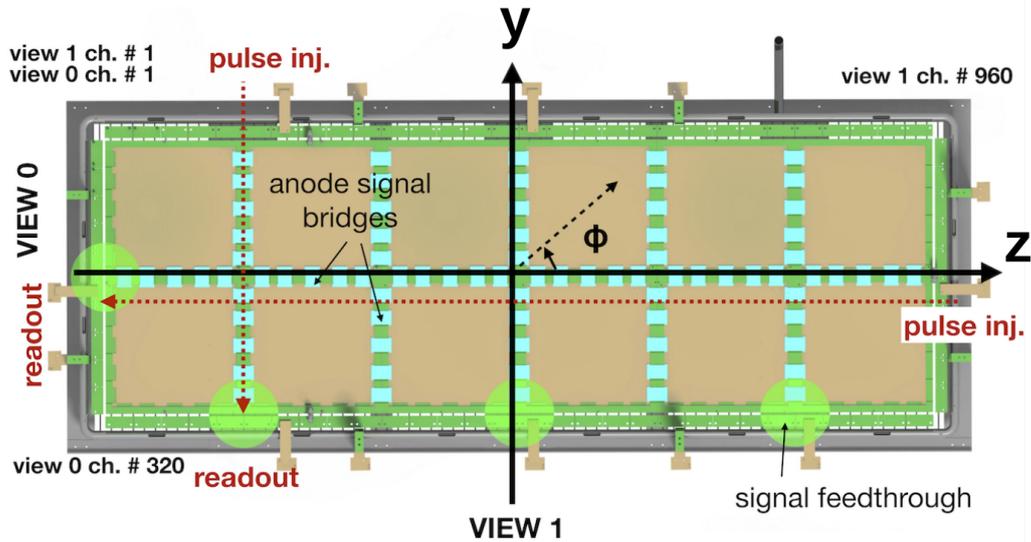


FIGURE 5.2 – Schéma du CRP du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ vue de dessus.

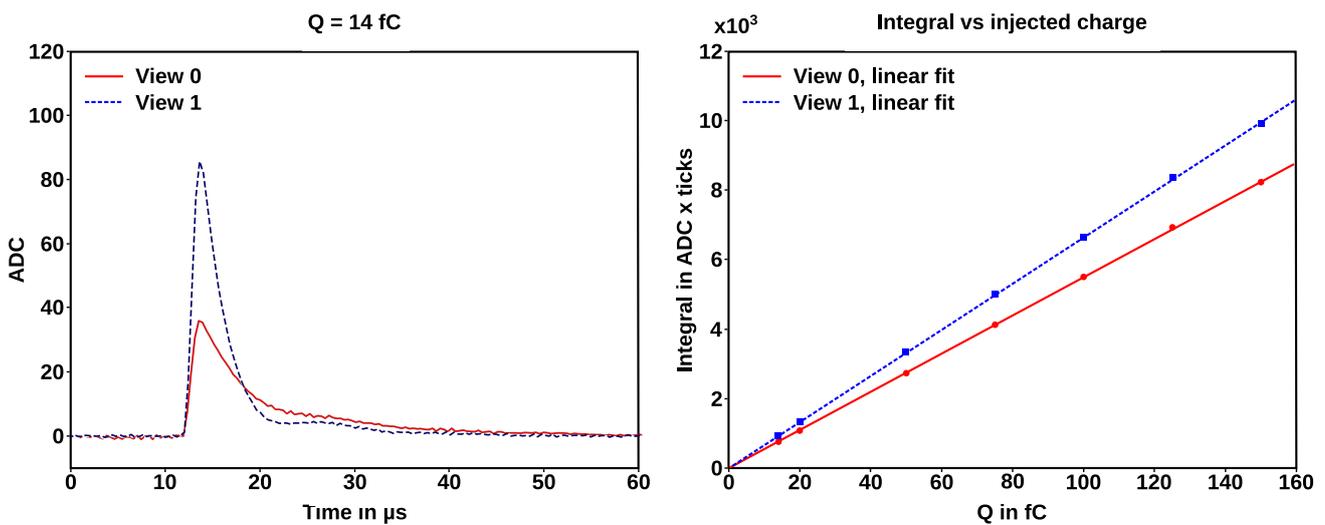


FIGURE 5.3 – Réponse de l'électronique de lecture à des signaux d'intensité variable. À gauche, le signal dans un canal de la vue 0 et un canal de la vue 1, ajustés par l'équation (5.1). À droite, la variation de l'intégrale du signal ajusté en fonction de la charge injectée.

ADC× bin de temps →fC vue 0	59.8
ADC× bin de temps →fC vue 1	66.7

TABLE 5.1 – Constante de conversion ADC× bin de temps →fC.

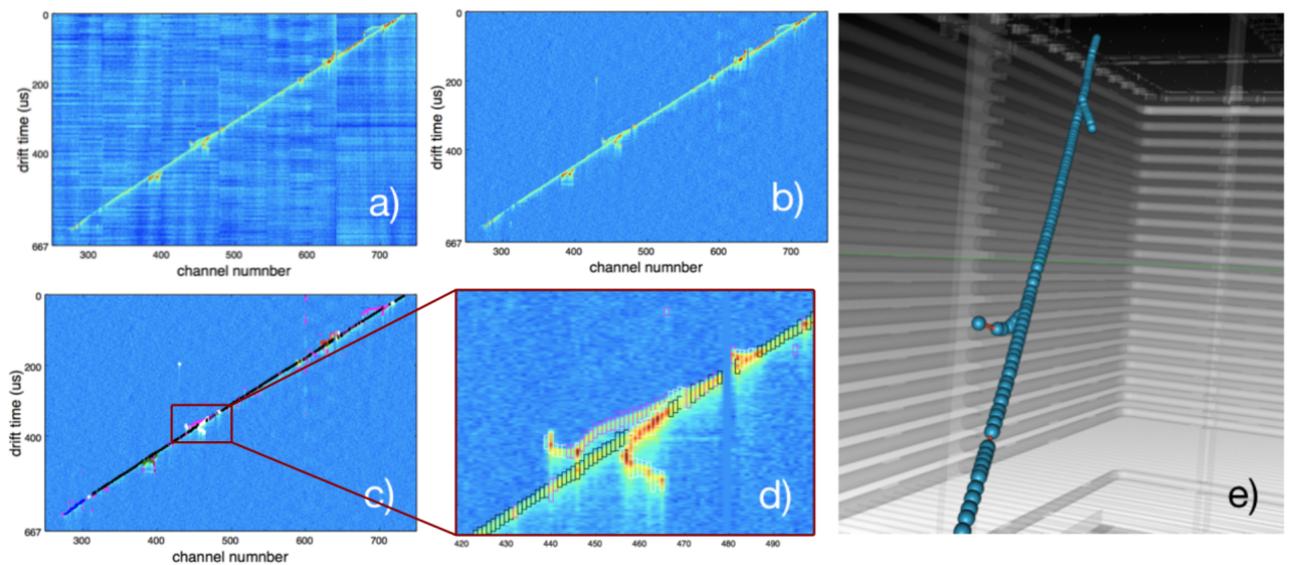


FIGURE 5.4 – Reconstruction d’un événement dans Liquid Argon Software (LArSoft). a) données après suppression du piédestal, b) après suppression du bruit, c) identification des hits, d) groupement en amas, e) reconstruction 3D de la trace.

canaux de lecture (320 en vue 0 et 960 en vue 1). Le logiciel LArSoft¹ a été utilisé pour reconstruire les événements. Il s’agit d’un logiciel C++ utilisant ROOT dédié à l’étude de toutes les LArTPC existantes ou prévues, protoDU ν E-DP incluse. La reconstruction, illustrée par la Figure 5.4, se fait selon les étapes suivantes :

1. Identification des régions d’intérêt (PMTs) : zone où il y a probablement des coups.
2. Soustraction du piédestal et aplatissement du signal grâce à un ajustement polynomial (voir plus bas dans le texte).
3. Soustraction du bruit cohérent et du bruit périodique.
4. Identification des coups et mesure du dépôt de charge dQ .
5. Regroupement des coups en amas à deux dimensions.
6. Identification des amas à trois dimensions : quel amas en vue 0 correspond à quel amas en vue 1 ?
7. Reconstruction de la trace en trois dimensions et calcul de la longueur de déposition de charge ds pour chaque coup.

L’identification des régions d’intérêt se fait canal par canal avec un simple système de seuil. Toute région au dessus d’une limite d’ADC est vue comme potentiel coup. Un polynôme est ensuite ajusté sur le canal, en ignorant les ROIs, afin de soustraire le piédestal et de d’aplatir d’éventuelles fluctuations lentes du signal vues par le canal. Les bruits présentant un signal périodique sont soustraits grâce à des transformations de Fourier. Le bruit cohérent, identique parmi les 32 canaux regroupés sur chaque carte électronique, est soustrait en moyennant sur chaque groupe de 32 canaux l’ADC vu dans chaque bin de

1. <http://larsoft.org>

temps, ROIs exclus. Ceci est répété plusieurs fois, de nouvelles ROIs pouvant apparaître. Les coups sont ensuite identifiés par un seuil en ADC, dans chaque vue séparément. Ces coups sont regroupés en amas à deux dimensions. La première dimension est selon le temps d'arrivée, correspondant à la hauteur du détecteur, l'autre est soit le largeur (vue 0) soit la longueur (vue 1). Les amas dans une vue sont ensuite identifiés aux amas dans l'autre vue afin de reconstruire une trace en trois dimensions, nécessaires pour calculer la longueur de dépôt de charge ds . Le calcul de ds entre deux coups consécutifs est illustré en Figure 5.5. Une fois cela fait, l'information dQ/ds est disponible pour chaque coup.

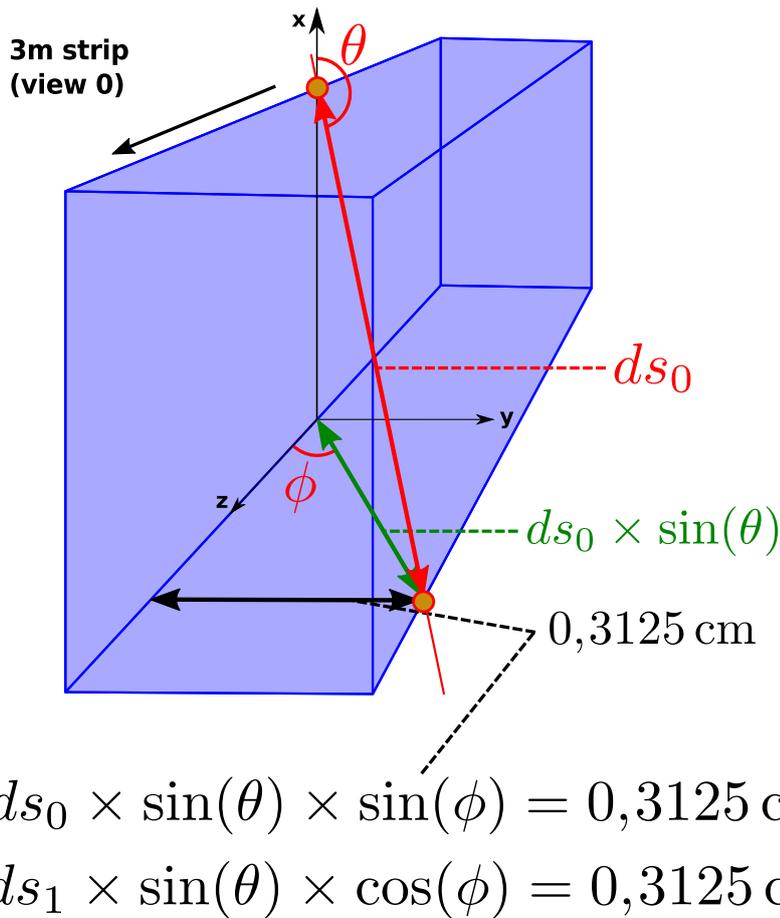


FIGURE 5.5 – Schéma du calcul de ds entre deux coups consécutifs (points oranges). Le segment rouge représente la trace de la particule traversant un élément de volume délimité par la largeur d'un canal de lecture en vue 0, ds_0 désigne ds en vue 0 et ds_1 désigne ds en vue 1.

Sélections des muons

Pour l'analyse du gain présentée ici, seul les muons ont été utilisés, la MPV de la distribution dQ/ds attendue étant connue. Un algorithme capable d'identifier ces derniers a été développé au CERN. Il se base sur le fait qu'un muon cosmique traversant le détecteur aura une trace unique, droite et étroite, contrairement à une gerbe électromagnétique ou hadronique. En regardant la distribution de la charge

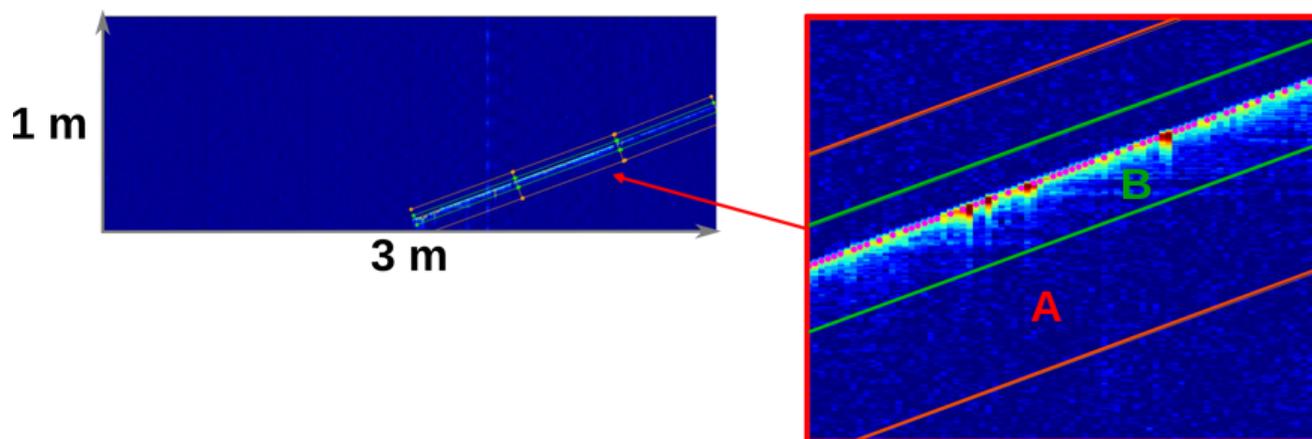


FIGURE 5.6 – Illustration de l'algorithme de sélection des muons. Le rapport entre la charge totale déposée dans la zone orange et celle déposée dans la zone verte doit être faible pour une trace de muon, qui ne fait pas de gerbe et n'est pas dévié durant la traversée du détecteur.

autour des traces reconstruites, il est possible de définir un critère de sélection des muons. La Figure 5.6 illustre le fonctionnement de cet algorithme : les traces sont segmentées en morceaux de 50 cm et deux régions de tailles variables sont définies autour de chaque segment (quelques centimètres). Une grande région "A" et petite région "B" (inclue dans la grande région). Les sommes des charges déposées dans ces régions, Q_A et Q_B , sont calculées et le critère pour sélectionner un muon est le suivant :

$$\frac{Q_A - Q_B}{Q_A} < 0.1 \quad (5.3)$$

En effet, si la trace est un muon, la grande majorité de la charge sera dans la petite région, les charges Q_A et Q_B sont alors presque identiques. La dimension et le positionnement autour de la trace de ces régions dépendra de l'angle de la trace. En effet, on peut le voir en Figure 5.6, une "traînée" est observable en bas de la trace à cause de l'extraction des électrons qui étale le signal en temps. Une trace horizontale aura une traînée perpendiculaire à sa trajectoire et la charge sera vue dans une région plus grande que pour une trace presque verticale. Les régions doivent alors être plus grandes.

En plus de cet algorithme, des coupures sont mises sur la longueur et sur les angles des traces (les traces parallèles aux canaux d'une vue sont plus difficiles à reconstruire). Les traces doivent faire plus de 50 cm et être à plus de 2° de l'horizontal ou de la vertical. L'efficacité de ces sélections a été étudiée par les collaborateurs au CERN sur une simulation Monte-Carlo du détecteur, réalisée avec GEANT4 et CORSIKA. Après sélection, sont conservés 68,2 % des événements issus de muons primaires, 6,29 % de pions primaires et 0,35 % d'électrons primaires. Au total, 17 % des traces sont conservées avec 92 % de muons.

Une coupure supplémentaire consiste à ne sélectionner que les traces qui traversent entièrement le détecteur de bas en haut. En effet, pour une telle trace, il n'y a pas d'ambiguïté quant à la position des coups le long de la hauteur du détecteur : les coups au premier bin de temps sont au niveau du CRP tandis que les coups au dernier bin de temps sont en bas du détecteur (la durée d'enregistrement d'un

événement est de $667 \mu\text{s}$, soit $1,09 \text{ m}$ à une vitesse de dérive de $1,63 \text{ mm}\mu\text{s}^{-1}$). Dans ce cas là, il est possible d'estimer le pourcentage de charges perdues à cause des impuretés et de corriger le dQ mesuré. En revanche, si une trace commence ou finit au milieu du détecteur, cela peut signifier qu'une particule est arrivée dans le volume fiduciel alors que l'enregistrement de l'événement avait déjà commencé (ou inversement, qu'elle était déjà là). Il est alors impossible de savoir depuis combien de temps les électrons de ces traces dérivent et la correction pour les pertes dues aux impuretés ne peut pas être prise en compte.

Une mesure préliminaire du temps de vie effectif des électrons dû à ces impuretés dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a indiqué une valeur autour de 4 ms [2]. Ceci a été fait en regardant l'atténuation de la moyenne de la distribution dQ/ds en fonction de la profondeur des coups dans l'acquisition 840 qui a duré une dizaine d'heures. Cette analyse avait été faite avant la définition des coupures décrites ci-dessous, et la contamination des données par des particules autre que des muons était alors plus grande. De plus, la courte distance de 1 m rend délicat l'ajustement de l'équation (3.14) étant données les incertitudes systématiques présentes sur le gain à travers la surface du CRP (de l'ordre de 12% , voir sous-section 5.2.2 et Figure 5.17). Les analyses utilisant la lumière vue par les PMTs tend à indiquer une valeur plus grande que 4 ms , mais aucune valeur définitive n'a été annoncée. Les coupures décrites ci-dessus ne laissant pas assez de statistiques pour évaluer la MPV de dQ/ds à plusieurs profondeurs, une valeur de $\tau_e = 7 \text{ ms}$ pour le temps de vie des électrons a été utilisée, correspondant à la pureté atteinte dans protoDU ν E-SP. Ceci correspond à une atténuation maximum (à une distance de dérive de 1 m) de 8% . Le volume de protoDU ν E-SP étant bien plus grand que celui du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (de l'ordre de de grandeur du volume du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$), la pureté dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ peut même être meilleure que cela.

Corrections et normalisations aux données du 3 L

Afin de pouvoir comparer les mesures du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ à celles effectuées en 2014 dans le prototype de 3 L, plusieurs normalisations doivent être appliquées. De plus, des corrections doivent être appliquées à chaque coup mesuré.

Correction : impuretés Comme mentionné dans la section précédente, un temps de vie des électrons dans l'argon liquide de 7 ms a été utilisé pour prendre en compte les pertes dues aux impuretés. Cette correction est appliquée à chaque coup séparément. La perte due aux impuretés est, au maximum, de 8% .

Correction : *charging up* Le gain effectif va diminuer au cours du temps dû à la présence des *rims* autour des trous d'amplification des LEMs. Dans chaque acquisition de plus d'une heure, cette diminution est visible et peut être prise en compte pour le calcul de la MPV. Plus de détails en sous-section 5.4.2.

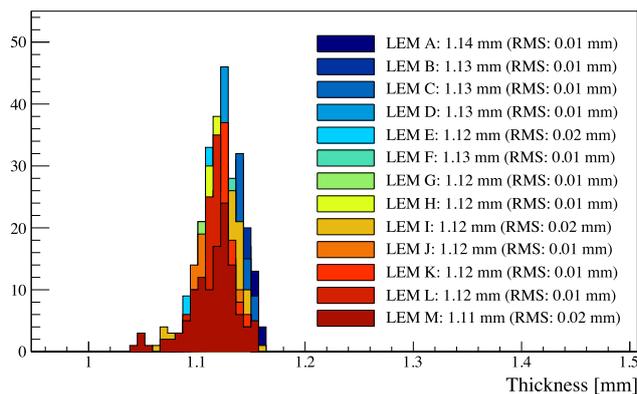
Correction : distance de dépôt de charge La MPV de la Landau-Vavilov est donnée par l'équation (3.10), qui croît logarithmiquement avec ds , la distance de dépôt de charge. La dépendance de la MPV

à ds peut induire des variations de MPV allant jusqu'à 10 % (voir Figure 3.20). Tous les coups ont été corrigés pour cet effet, en multipliant le dQ/ds mesuré par le rapport $MPV_{ds=1 \text{ cm}}/MPV_{ds}$. La valeur de $ds = 1 \text{ cm}$ a été choisie comme référence car c'est la valeur la plus souvent mesurée dans le prototype (voir Figure 5.15).

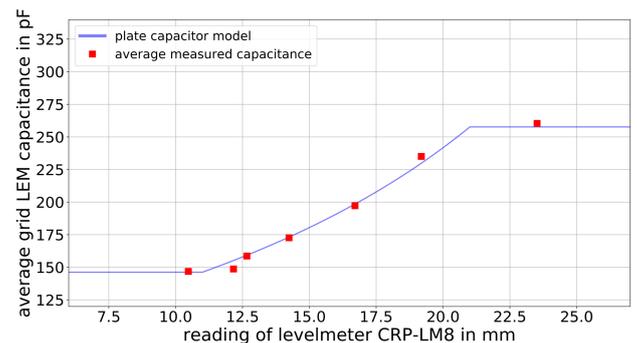
Normalisation : efficacité d'extraction et de collection Les champs d'extraction et d'induction ont une influence sur l'efficacité d'extraction et de collection des charges à travers le CRP. Les éventuelles pertes d'électrons sont prises en compte dans le facteur \mathcal{T} du gain effectif (voir Équation 3.4). Dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, ces champs variaient d'une acquisition à une autre, et étaient inférieurs aux champs nominaux utilisés par le 3 L. Un facteur correctif doit alors être appliqué pour se ramener aux valeurs du champs du 3 L afin de regarder la variation du gain en fonction du champ d'amplification. Ce facteur est calculé grâce aux simulations présentées en section 4.4 et aux études de l'efficacité d'extraction réalisées par Gushchin et al. en 1982[3] (voir sous-section 3.3.2). Afin d'estimer le champ dans le gaz ainsi que le champ dans le liquide, la formule (3.5) est utilisée, qui prend en compte la position de l'interface liquide-gaz entre la grille d'extraction et les LEMs. En effet, nous en parlons plus loin, cette interface se trouvait en moyenne à 7 mm au dessus de la grille et non pas à 5 mm.

Normalisation : densité Les mesures du 3 L ont été faites à une pression de 980 mbar et à une température au niveau des LEMs de 87 K. Dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, la pression moyenne était de 999 mbar et la température au niveau des LEMs de 89 K (voir sous-section 5.3.2). En ajustant l'équation du gain effectif (3.4) aux données du 3 L, il est possible de calculer le gain attendu à la densité dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ et d'appliquer un facteur correctif aux dQ mesurés.

5.2.2 Principales incertitudes



(a) Mesures d'épaisseur des LEMs du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, décrites dans le papier technique de 2018[2].



(b) Capacité moyenne entre la grille d'extraction et les LEMs en fonction du niveau de l'interface liquide-gaz, ajusté par un modèle de capacité à deux plaques parallèles.

FIGURE 5.7 – Épaisseur des LEMs du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ et mesure de la capacité en fonction du niveau de l'interface liquide-gaz.

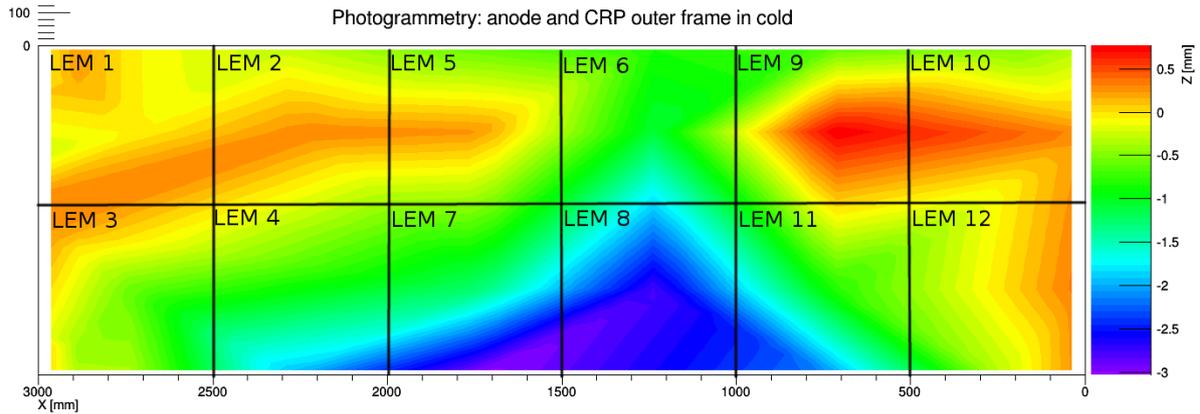
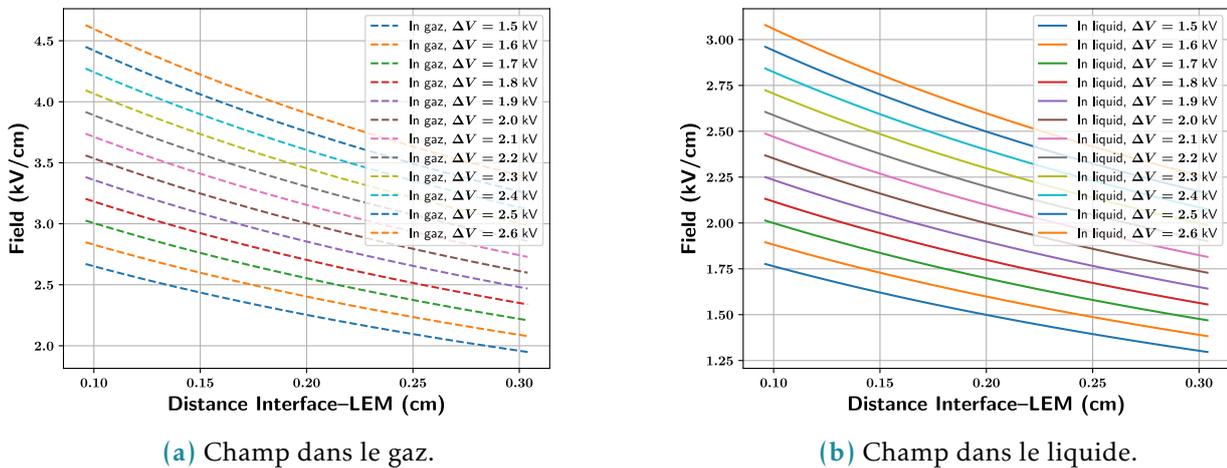


FIGURE 5.8 – Mesure de la planéité du CRP par photogrammétrie. Le zéro correspond à une distance entre la grille est le LEM de 10 mm.



(a) Champ dans le gaz.

(b) Champ dans le liquide.

FIGURE 5.9 – Variations des champs dans le liquide et le gaz entre la grille et les LEMs dues aux déformations du CRP pour plusieurs valeurs de tension d’extraction.

Le gain dans une LArTPC est influencé fortement par l’épaisseur des LEMs, comme nous l’avons discuté en sous-section 4.2.2. La densité du gaz, qui apparaît dans l’équation de l’avalanche de Townsend (3.3) aux mêmes endroits que l’épaisseur, aura la même influence. La Figure 5.7a présente les mesures d’épaisseur réalisées au CERN sur les LEMs présents dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, dont l’impact sur le gain sera de la dizaine de pourcent. La densité est proportionnelle au rapport de la pression et de la température, deux grandeurs stables au cours du temps dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (voir sous-section 5.3.2) dont les petites variations auront un impact de l’ordre du pourcent sur le gain.

La température, stable au cours du temps, va cependant varier en fonction de la distance avec l’interface liquide-gaz. Or des mesures de photogrammétrie ont été réalisées sur le CRP et ont révélé que la distance entre la grille est les LEMs variait entre 7,2 mm et 10,8 mm, comme le montre la Figure 5.8. Ces mesures ont été faites à froid, mais avant insertion du CRP dans le cryostat. Il n’est donc

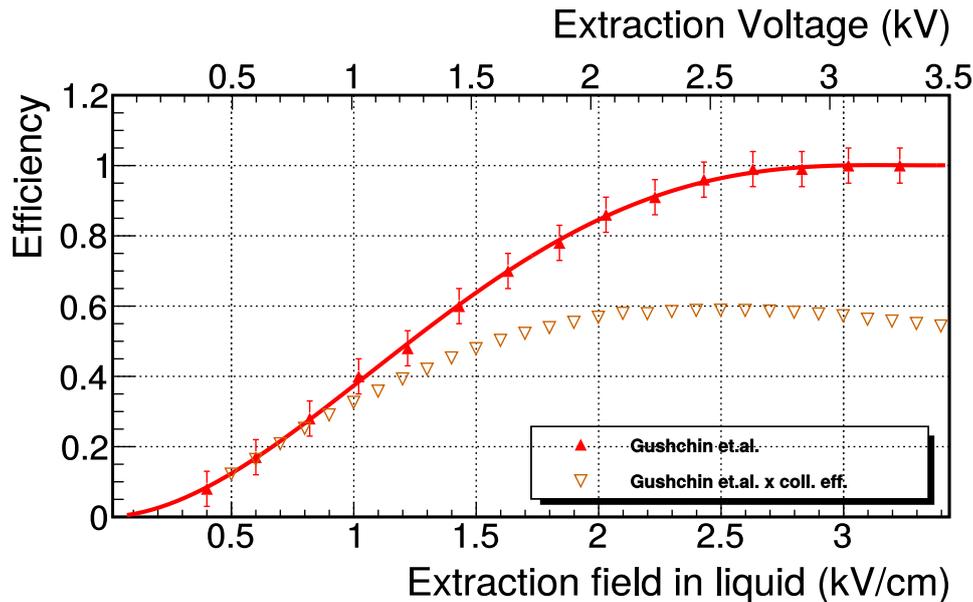


FIGURE 5.10 – Variation de l'efficacité d'extraction (triangles rouges pleins) et de l'efficacité combinée d'extraction et de collection du LEM en fonction du champ dans le liquide, en supposant une distance grille-interface de 7 mm et une distance interface-LEM de 2 mm.

pas possible de savoir quelle région du CRP présentait quelle variation durant les opérations. Afin d'estimer l'impact de ces déformations sur le gain, il a été supposé que la distance grille-LEM suivait une distribution uniforme entre 7,2 mm et 10,8 mm. Le gradient de température a été mesuré grâce à des capteurs placés sur le cryostat (voir sous-section 5.3.2) afin d'estimer les variations de températures. Les variations relatives calculées sont dix fois plus faibles que les variations relatives de l'épaisseur, et sont donc négligeables face à ces dernières.

La déformation du CRP va également jouer un rôle sur les champs électriques dans le gaz et dans le liquide entre la grille et les LEMs. Ces champs électriques vont à leur tour avoir une influence sur l'efficacité d'extraction liquide-gaz, discutée en sous-section 3.3.2 et sur l'efficacité de collection du LEM, discutée en section 4.4, dans cette même région. Afin d'évaluer ces champs, il faut connaître la distance entre la grille et l'interface ainsi que la distance entre l'interface et les LEMs. Aucune déformation significative n'a été observée, et le niveau d'argon liquide était très stable durant toute la durée des prises de données (voir sous-section 5.3.2). La distance grille-interface était donc considérée comme constante. Une mesure de capacitance entre les LEMs et la grille (voir Figure 5.7b) a permis d'estimer cette valeur à 7 mm durant les opérations. La moyenne des capacitances de chaque LEM était calculée tout en faisant augmenter le niveau d'argon liquide, mesuré avec un des capteurs de niveau installés sur le bord du CRP. En ajustant sur ces mesures un modèle de capacité à deux plaques parallèles, il est possible de connaître la capacitance en fonction du niveau. Les variations des champs électriques sont alors calculables avec la formule (3.5). Elles sont présentées en fonction de la distance interface-LEM en Figure 5.9 pour les valeurs de tension d'extraction utilisées dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

La Figure 5.10 montre l'influence du champ dans le liquide sur l'efficacité d'extraction (triangles rouges pleins) ainsi que sur l'efficacité combinée d'extraction et de collection du LEM (triangles oranges vides), en supposant une distance interface-LEMs fixée à 2 mm. On constate qu'une augmentation de champ de 1,25 à 1,75 kV cm⁻¹ entraîne une augmentation de l'efficacité combinée de près de 40 %. Donc, à basse tension d'extraction, les variations de champ induites par la déformation du CRP auront une grande influence sur l'efficacité combinée, alors qu'à plus haute tension, où l'efficacité combinée atteint un plateau, les déformations auront peu d'effet.

Il est important de noter que la valeur de 7 mm pour la distance grille-interface ainsi que l'intervalle 7,2–10,8 mm pour la distance grille-LEMs ne sont toutefois pas connus avec une grande précision.

Dans le 3×1×1 m³, les différentes acquisitions ont été prises à des tensions d'extraction différentes, et l'impact de la déformation du CRP sur le gain effectif a été calculé et combiné à l'impact de la variation d'épaisseur des LEMs pour produire les barres d'erreurs présentes sur les différents graphiques qui suivent. Pour les acquisitions 840 et 842, dont la tension d'extraction était de 1,9 kV et la tension d'amplification de 2,8 kV, l'incertitude calculée est de 12 %. Pour les acquisitions 1197 et 1199, des tensions d'extraction de 1 kV et 1,1 kV et des tensions d'extraction de 3,0 kV et 3,1 kV respectivement, elle est de 44 % et 52 % respectivement.

Les grilles d'extraction des CRPs du 6×6×6 m³ ont atteint la tension nominale dans la boîte cryogénique. Les champs dans le liquide et le gaz seront alors stables même si les CRPs présentent des déformations de l'ordre du mm, et l'incertitude principale viendra de l'épaisseur des LEMs dont l'effet sur le gain est montré en Figure 4.10.

5.3 Données collectées

La collection des données s'est faite entre juin et novembre 2017. Des problèmes de tenue en tension ont empêché l'opération aux champs nominaux recommandés par les études du 3 L : la grille d'extraction n'a pas atteint les tensions nominales. Ceci a limité les valeurs possibles de champs d'amplification, d'induction et d'extraction : augmenter un de ces champs impliquait de diminuer le maximum sur un autre champ. De plus, des décharges de la grille et/ou des LEMs se produisaient régulièrement, et donc les acquisitions n'excèdent pas quelques heures. Prendre des données à un champ d'amplification supérieur à 28 kV cm⁻¹ impliquait un potentiel entre la grille et les LEMs autour de 1 kV. À cette tension, l'extraction est lente et un grand nombre d'électrons sont perdus, produisant des données difficiles à analyser. Plus de détails sont apportés en section 5.4.

5.3.1 Champs scannés

Afin d'étudier le comportement du gain en fonction du champ d'extraction, douze acquisitions ont été prises à champ d'amplification et champ d'induction constants, et en faisant varier le potentiel entre la grille et les LEMs de 1,5 kV à 2,6 kV. Due à des problèmes de tenue en tension, ce potentiel était limité, réduisant les possibilités de réaliser un scan en amplification à champ d'extraction constant.

	Date	Durée	traces(coups)	E_{LEM}	E_{ind}	$E_{extr-g(l)}$	$\frac{MPV_0}{MPV_1}$	G_{eff}	σ_G (%)
785	19/07	09 min	55(1,8 k)	28	1	2,3(1,5)	1,1	1,3	+24 -24
786	19/07	08 min	90(4,3 k)	28	1	2,4(1,6)	0,99	1,2	+20 -20
787	19/07	08 min	69(3,7 k)	28	1	2,6(1,7)	1,1	1,3	+17 -17
788	19/07	08 min	114(7,7 k)	28	1	2,7(1,8)	1	1,3	+15 -14
789	19/07	09 min	168(14 k)	28	1	2,9(1,9)	1,1	1,4	+12 -12
790	19/07	08 min	176(14 k)	28	1	3(2)	1,1	1,4	+10 -9,9
791	19/07	08 min	163(16 k)	28	1	3,2(2,1)	1,1	1,4	+8 -7,8
792	19/07	08 min	191(20 k)	28	1	3,3(2,2)	1,1	1,5	+6,2 -6
793	19/07	09 min	205(20 k)	28	1	3,5(2,3)	1	1,5	+4,8 -4,4
794	19/07	08 min	183(21 k)	28	1	3,6(2,4)	1,1	1,5	+3,9 -3,4
795	19/07	08 min	146(16 k)	28	1	3,8(2,5)	1	1,5	+4,4 -4
796	19/07	02 min	22(1,5 k)	28	1	3,9(2,6)	0,96	1,4	+5,2 -4,9
840	26/07	10 h 06 min	156(6,9 k)	28	1,5	2,9(1,9)	0,94	1,8	+12 -12
842	27/07	4 h 10 min	85(4,6 k)	28	1,5	2,9(1,9)	0,95	1,7	+12 -12
988	29/08	4 h 09 min	30(1,4 k)	25	1	3,3(2,2)	0,86	0,56	+6,9 -6,6
993	30/08	14 h 01 min	101(5,8 k)	25,5	1	3,3(2,2)	0,9	0,67	+6,9 -6,6
996	31/08	4 h 59 min	63(3,8 k)	26	1	3,3(2,2)	1,2	0,59	+6,4 -6,1
998	31/08	9 h 03 min	111(6,4 k)	26,5	1	3,3(2,2)	0,93	0,8	+5,9 -5,6
1002	01/09	3 h 18 min	30(1,3 k)	27	1	3,2(2,1)	0,94	0,94	+6,8 -6,5
1036	06/09	6 h 46 min	34(1,1 k)	27,5	1,2	3(2)	0,96	1,1	+10 -9,9
1197	10/11	30 min	1(0 k)	30	2	1,5(1)	1	3,5	+52 -52
1199	10/11	33 min	3(0,1 k)	31	1	1,7(1,1)	0,99	3	+44 -44

TABLE 5.2 – Données collectées dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ entre juin et novembre 2017. Les champs électriques sont en kV cm^{-1} , les MPV en fC cm^{-1} . Les acquisitions en vert sont utilisées pour le scan d'extraction, les acquisitions en bleu ainsi que les acquisitions 840 et 842 sont utilisées pour le scan en amplification. Ces dernières, en rouge, sont également utilisées pour analyser le *charging up* et la stabilité du gain sur la surface du CRP. Les nombres de coups et de traces indiqués pour les acquisitions 1197 et 1199 sont ceux donnés par LArSoft.

Ce scan a été réalisé en faisant varier le champ d'extraction et le champ d'induction, et les données sont alors corrigées pour les variations d'efficacité d'extraction et de collection. Pour les mêmes raisons de tenue en tension, un scan selon l'induction n'a pas pu être réalisé. Le Tableau 5.2 présente la liste des acquisitions utilisées pour les différents scans. Le Tableau 5.3 présente, pour les acquisitions du scan d'amplification, la normalisation aux données du 3 L. Deux acquisitions, les 840 et 842, stables sur plusieurs heures, ont été utilisées pour les analyses du *charging up* et de l'uniformité du gain sur le CRP. Ils sont en rouge dans le Tableau 5.2.

Les acquisitions utilisées pour le scan en extraction étant particulièrement courtes, ne sélectionner que les traces traversant entièrement le détecteur ne laissait pas assez de traces et donc pas assez de coups pour mesurer les MPVs. Cette coupure est donc ignorée, expliquant le nombre de traces

Run	G_{corr}	$3L_{b.c.u}$	$3L_{a.c.u}$	$Eff_{extr}(3L)$	$Eff_{LEM}(3L)$	$Eff_{Anode}(3L)$	ρ_{corr}	$\frac{3L_{b.c.u}}{G_{311}}$	$\frac{3L_{a.c.u}}{G_{311}}$
840	3,2	6	3,2	0,71(0,85)	0,73(0,67)	0,33(0,58)	0,93	1,8	0,97
842	3,1	6	3,2	0,71(0,85)	0,73(0,67)	0,33(0,58)	0,93	1,9	1
988	1,2	2,6	1,6	0,82(0,85)	0,66(0,65)	0,26(0,56)	0,93	2,2	1,4
993	1,4	2,9	1,8	0,82(0,85)	0,66(0,65)	0,26(0,56)	0,93	2,1	1,3
996	1,3	3,3	2	0,82(0,85)	0,66(0,66)	0,26(0,56)	0,93	2,6	1,6
998	1,8	3,8	2,2	0,82(0,85)	0,67(0,66)	0,25(0,57)	0,93	2,1	1,2
1002	2,2	4,4	2,4	0,8(0,85)	0,68(0,67)	0,24(0,58)	0,93	2	1,1
1036	2,3	5,1	2,8	0,75(0,85)	0,72(0,67)	0,29(0,58)	0,93	2,2	1,2
1197	11	13	6	0,3(0,85)	0,94(0,7)	0,38(0,59)	0,93	1,2	0,56
1199	12	20	8,8	0,35(0,85)	0,91(0,71)	0,26(0,58)	0,93	1,7	0,74

TABLE 5.3 – Données collectées dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ normalisées aux conditions d’opération du 3 L. G_{corr} est le gain dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ ramené au valeurs de champs et de densité du 3 L. Les abréviations *a.c.u* et *b.c.u* signifient respectivement *after charging up* et *before charging up*. Pour les colonnes Eff_{extr} , Eff_{LEM} et Eff_{Anode} la première valeur est celle dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, la valeur entre parenthèses est celle dans le 3 L.

important pour ces acquisitions par rapport à leur durée. La correction pour la pureté n’était alors pas appliquée.

5.3.2 Slow control

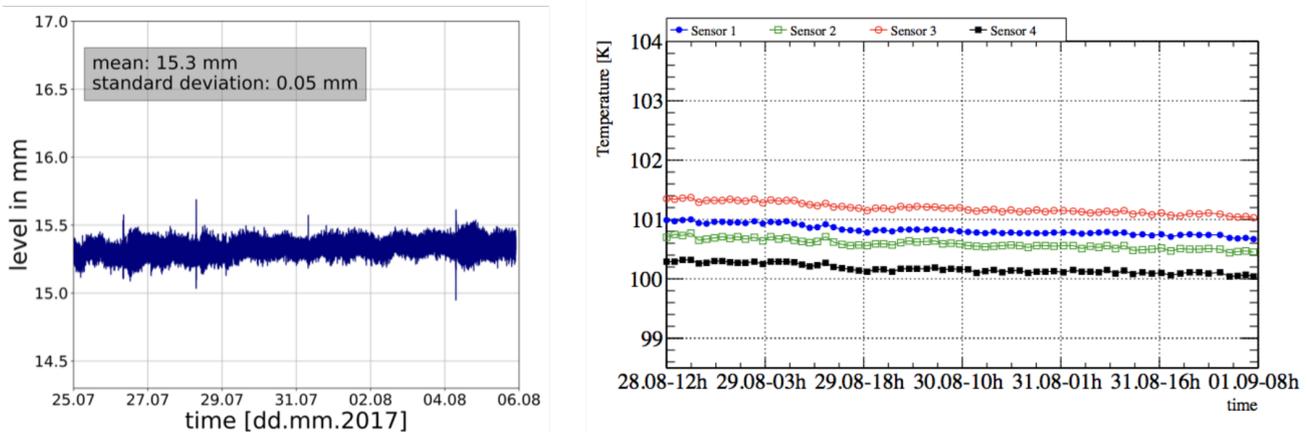
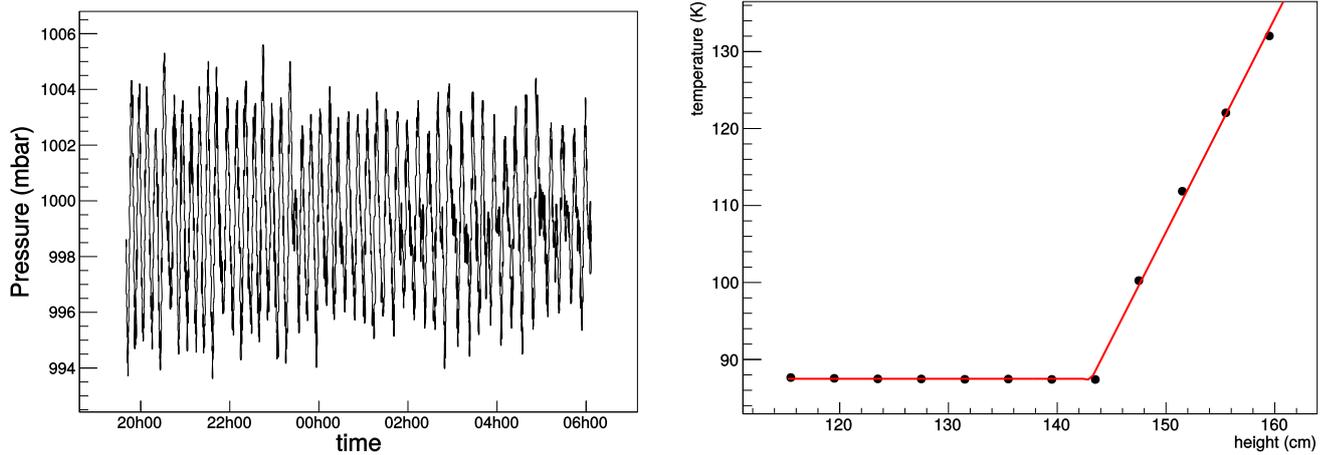


FIGURE 5.11 – Variation de température (droite) et de niveau d’argon (gauche) dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ durant une semaine. Les graphiques viennent de l’article de 2018 du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ [2].

Durant les opérations du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, la température, la pression et le niveau d’argon étaient surveillés en direct par un dispositif de slow control. La Figure 5.11 montre l’évolution au cours du temps de quatre capteurs de température, placés à des hauteurs différentes dans la phase gazeuse, et d’un capteur de niveau sur une période d’une semaine. La Figure 5.12a montre les variations de la pression



(a) Pression dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ durant l'acquisition 840.

(b) Gradient de température dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ durant l'acquisition 840. La partie constante correspond aux capteurs dans le liquide, la partie linéairement croissante correspond à ceux dans le gaz.

FIGURE 5.12 – Pression et température durant l'acquisition 840.

durant l'acquisition 840. Le niveau de l'interface liquide-gaz est très stable, et aucune correction n'est nécessaire. La température baisse légèrement sur une semaine, mais peut être considérée comme constante durant une même acquisition. Les variations de température entre les acquisitions ont été prises en compte à travers la correction de densité discutée précédemment : pour chaque acquisition, la température moyenne a été calculée pour chaque capteur de température, et un ajustement linéaire de la température en fonction de la position du capteur selon la hauteur a permis de mesurer le gradient dans le gaz et ainsi d'estimer la température à 2,5 mm au dessus du niveau du liquide, qui est la position moyenne du milieu du LEM. La Figure 5.12b montre cet ajustement pour l'acquisition 840. La pression moyenne pour chaque acquisition a également été prise en compte dans cette correction.

5.4 Résultats

5.4.1 Distributions dQ/ds et ds

La Figure 5.13 montre les distributions des dQ/ds pour les deux vues des acquisitions 840 et 842, chacune corrigée pour la distance de dépôt de charge ds et pour la pureté, ajustée avec une distribution de Landau-Vavilov convoluée à une gaussienne. Une différence de 5 % et 4 % est observée entre la vue 0 et la vue 1 pour l'acquisition 840 et l'acquisition 842 respectivement. La Figure 5.14 montre ces mêmes distributions pour tous les coups arrivant sur les canaux des bords des anodes, afin de vérifier les simulations des effets de bords des LEMs présentés en section 4.3. Les canaux directement sur les bords n'ayant enregistré aucun coup, comme le prédit la simulation, seuls les seconds canaux les plus au bord ont été utilisés pour produire les distributions. La MPV mesurée est 35 % inférieure à celle mesurée sur les autres canaux. Cette valeur est inférieure à celle prédite par la simulation, à savoir autour de

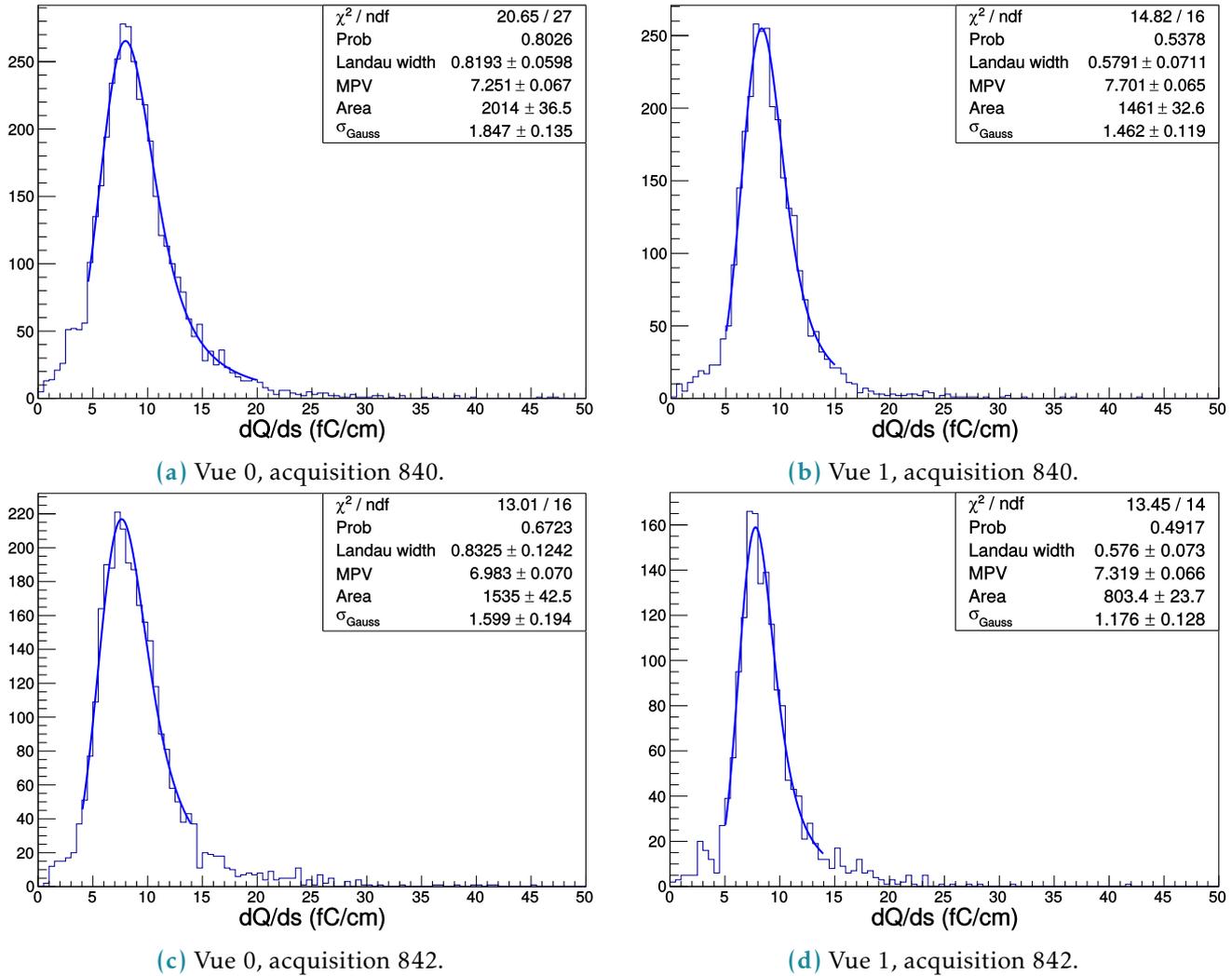


FIGURE 5.13 – Distribution de la charge déposée par unité de longueur dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

60%. Ce point pourra être vérifié avec plus de statistique dans le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, une explication est que la simulation a été faite à des tensions d'extraction de d'amplification plus grande que celles utilisées dans les acquisitions 840 et 842 ce qui impact les lignes de champs.

Les coups sur les deux premiers canaux des bords ont été ignorés dans la Figure 5.13 et dans tous les résultats présentés par la suite.

La Figure 5.15 montre les distributions de ds dans les deux vues des acquisitions 840 et 842. La valeur la plus probable est autour de 1 cm, ce qui justifie la normalisation des dQ des coups à cette valeur. La valeur minimum de 0,3125 cm correspond à la largeur des canaux de lecture.

5.4.2 Stabilité et Charging up

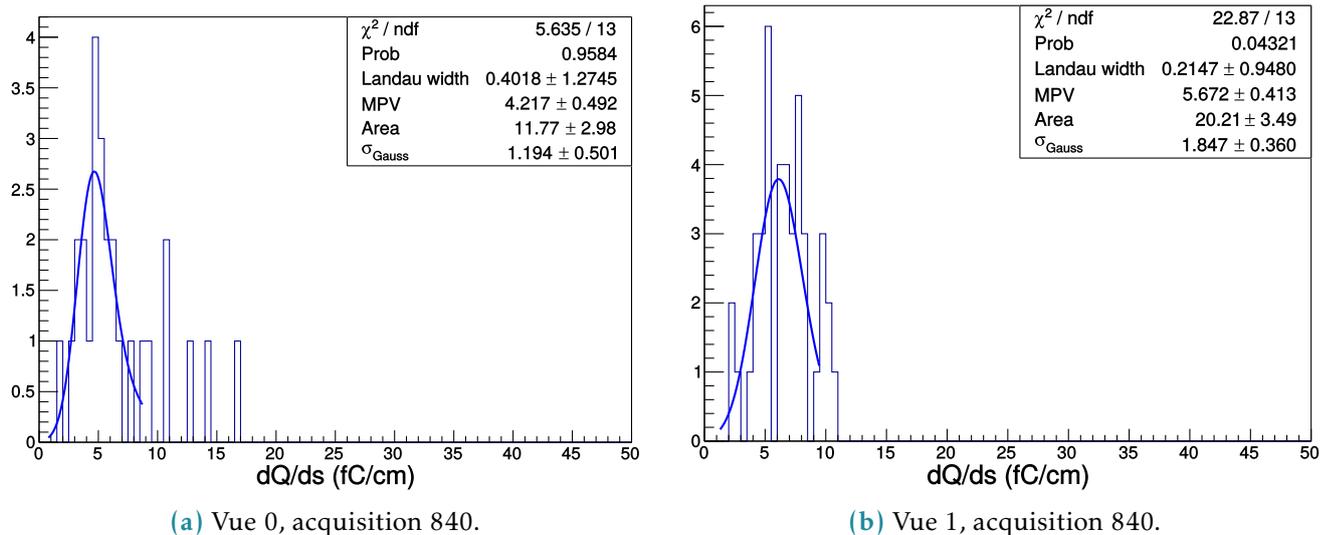


FIGURE 5.14 – Distribution de la charge déposée par unité de longueur sur les seconds canaux les plus au bord des anodes dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

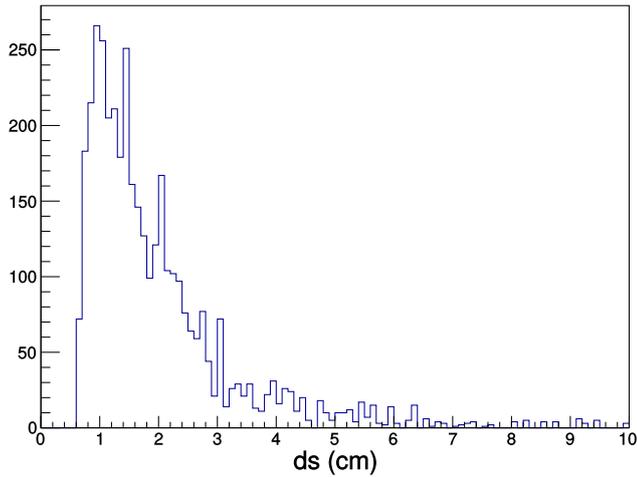
Charging up

Nous l'avons évoqué au sous-section 3.3.4, le fait de mettre des *rims* autour des trous d'amplification implique que les lignes de champs à l'intérieur de ces trous peuvent traverser le FR-4, résultant en une accumulation des électrons sur ce FR-4 au cours du temps. Ceci se traduit par une diminution au cours du temps du gain effectif jusqu'à atteindre un plateau, comme observé dans le 3 L[1]. Dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, les acquisitions n'étaient pas assez longues pour observer une décroissance exponentielle. Une droite suffisait à modéliser cette diminution, comme le montre la figure Figure 5.16. Cette figure montre le *charging up* dans les acquisitions 840 et 842 dans les deux vues séparément. L'ajustement linéaire permet d'extraire un coefficient directeur, avec lequel il est possible de corriger les dQ de chaque coups pour les ramener au temps initial de l'acquisition. Ceci a été fait pour toutes les acquisitions de plus d'une heure pour les études suivantes.

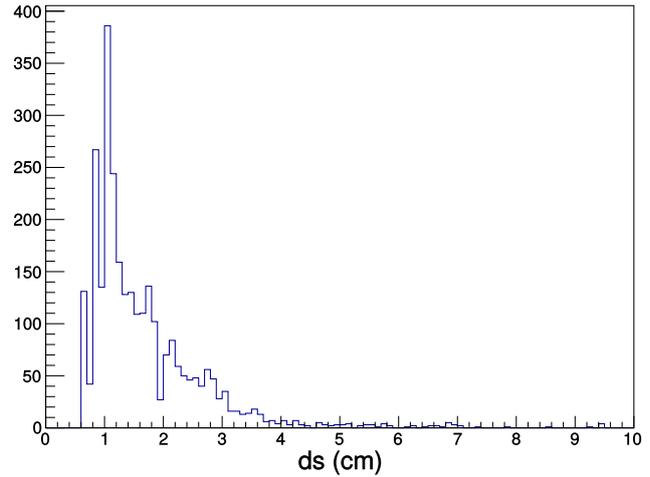
Il est également visible sur la Figure 5.16 que le *charging up* est persistant : l'acquisition 842 a commencé 12 heures après la fin de l'acquisition 840. Les tensions avaient été coupées entre les deux, et la MPV finale de l'acquisition 840 est égale à la MPV initiale de l'acquisition 842.

Stabilité du gain sur la surface du CRP

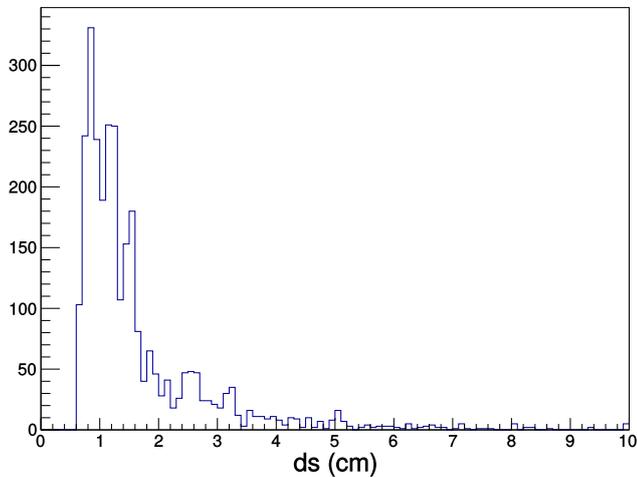
Une des caractéristiques importantes d'une DLArTPC est la précision avec laquelle elle permet d'estimer la charge déposée dans l'argon. Comme nous l'avons dit en sous-section 5.2.2, les variations de l'épaisseur des LEMs et de la distance interface-LEM peut entraîner d'importantes variations, d'autant plus importante que le champ d'amplification est grand. Il est possible de vérifier ces variations en regardant la répartition de la charge sur la surface du CRP. Ceci a été fait pour les acquisitions 840 et 842. Ces deux acquisitions ont été prises à des champs électriques identiques (voir Tableau 5.2) et à



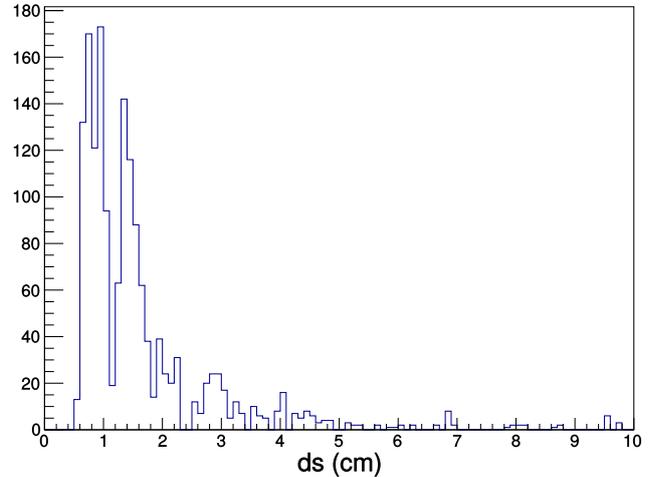
(a) Vue 0, acquisition 840.



(b) Vue 1, acquisition 840.



(c) Vue 0, acquisition 842.



(d) Vue 1, acquisition 842.

FIGURE 5.15 – Distribution de la longueur de dépôt de charge dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

12 heures d'intervalle. La surface du CRP a été découpée en bins de $25 \times 25 \text{ cm}^2$ (chaque bin couvre un quart de LEM), et dans chaque bin a été mesurée pour chaque vue la MPV de la distribution de Landau-Vavilov. La Figure 5.17 montre le pourcentage de variation autour de la MPV moyenne pour ces deux acquisitions.

Note : Les LEMs dans les coins fonctionnaient à une tension inférieure aux autres pour éviter les décharges, ils ne sont donc pas comparables aux LEMs centraux et sont ignorés dans tout le chapitre.

On constate que les bins ayant plus ou moins de charge sont sensiblement les mêmes d'une acquisition à l'autre, ce qui indique bien la présence d'incertitudes systématiques pouvant atteindre la dizaine de pourcents. Les valeurs des variations sont compatibles avec celles estimées en sous-section 5.2.2.

Dans le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, les systématiques dues aux variations du champ d'extraction seront moins importantes. En effet, à un champ d'extraction dans le liquide de 2 kV cm^{-1} la combinaison des

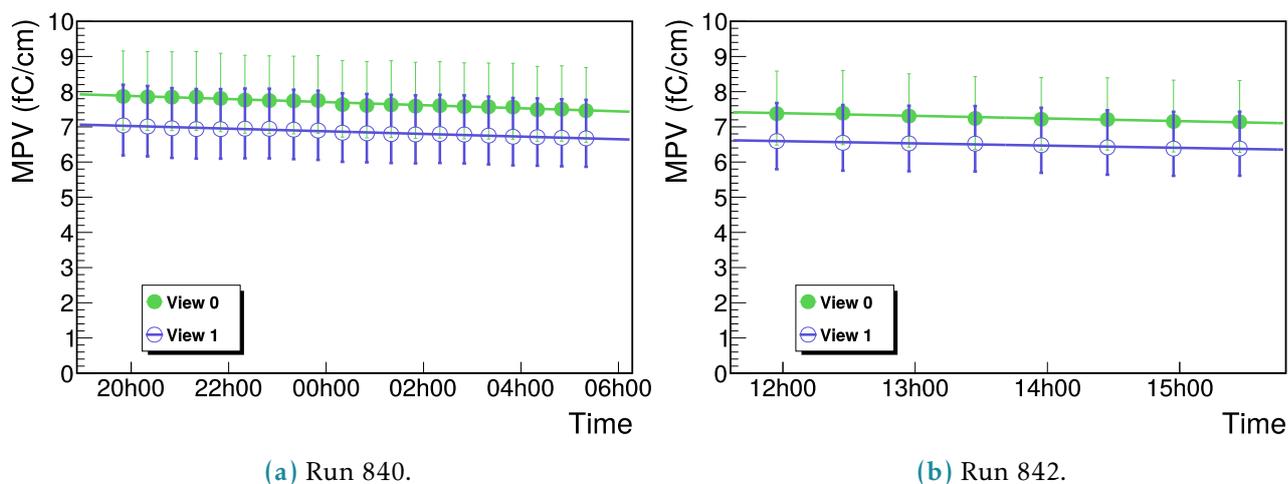


FIGURE 5.16 – Effet du *charging up* dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ pour les acquisitions 840 et 842, à un champ d'amplification de 28 kV cm^{-1} .

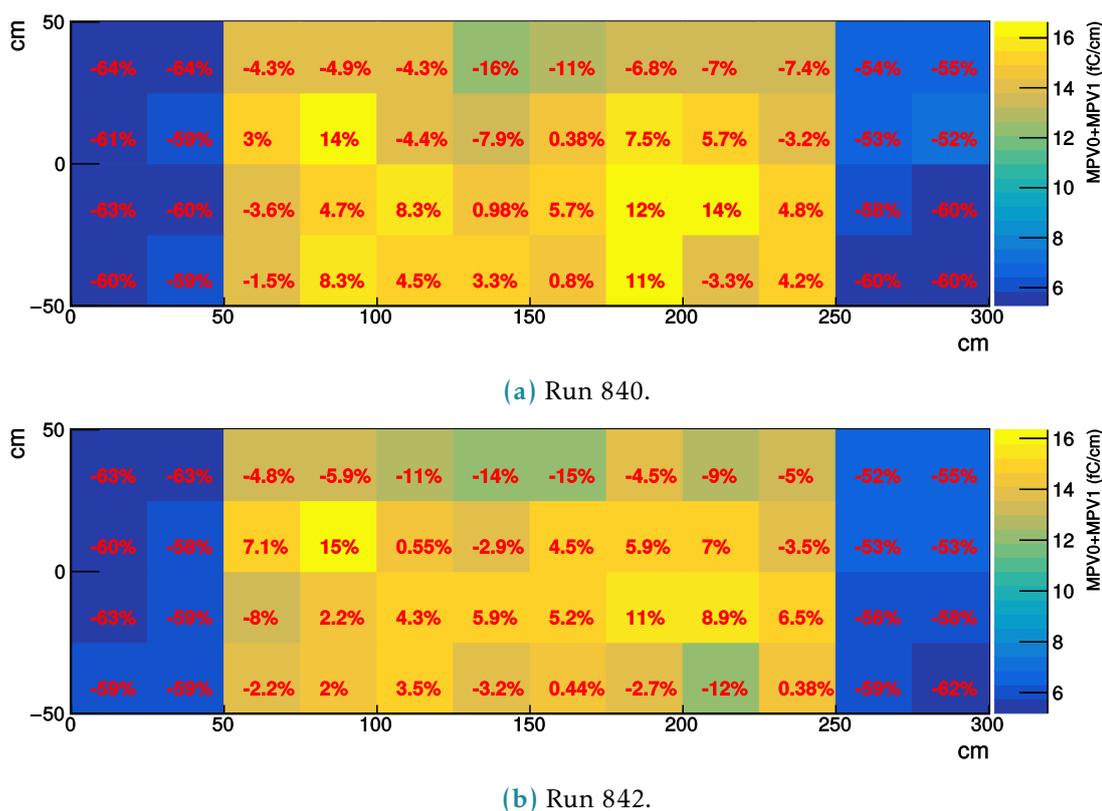


FIGURE 5.17 – Variation de la MPV autour de sa moyenne sur la surface du CRP du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. Les bins en bleu foncé, dans les coins, correspondent à des LEM à plus bas champ que les autres.

efficacités d'extraction et de collection atteint un plateau et ne varie donc peu voir pas avec le champ. En revanche, les systématiques dues à l'épaisseur des LEMs augmentent avec le gain, et sont de la dizaine de pourcent à une tension d'amplification de 3,1 kV pour les variations d'épaisseurs mesurées en sous-section 4.2.2.

5.4.3 Gain en fonction du champ d'extraction

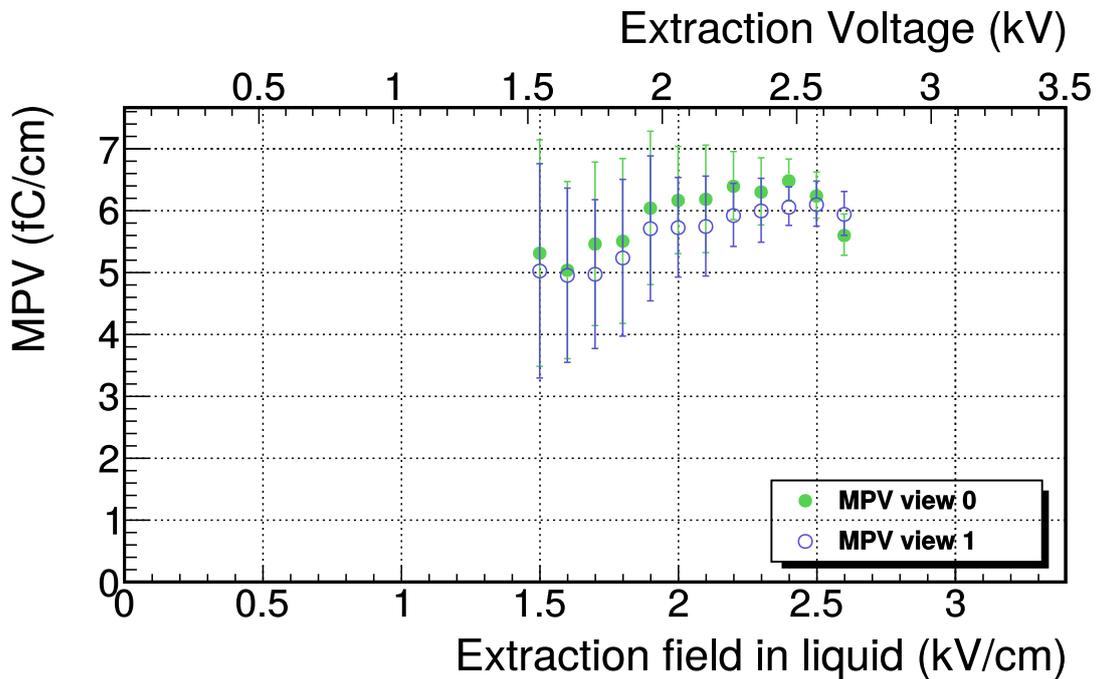
Des données ont été prises à champs d'amplification et d'induction constants, en faisant varier le champ d'extraction, afin d'étudier les efficacités d'extraction et de collection. La Figure 5.18a montre la variation du MPV en fonction du champ d'extraction pour les deux vues séparément, les barres d'erreurs sont issues des systématiques discutées dans la sous-section 5.2.2. Comme attendu, la charge mesurée augmente avec le champ d'extraction.

La Figure 5.18b permet de comparer les données du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ (en cercles verts et bleus) aux mesures faites par Guschchin et. al.[3] (en triangles rouges). Comme il n'est pas possible de mesurer une efficacité directement dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, les valeurs de ce dernier ont été ramenées à la valeur de l'efficacité d'extraction à un champ dans le liquide de 2 kV cm^{-1} . Les points en cercles vides verts sont la somme des MPV dans chaque vue, les cercles pleins bleus sont cette même somme divisée par l'efficacité de collection du LEM simulée (section 4.4). Les grandes barres d'erreurs rendent difficile la comparaison, mais les données corrigées avec la simulation sont plus proche du comportement mesuré par Guschchin et. al. que les données non corrigées, ce qui confirme qu'une efficacité de collection des LEM est présente.

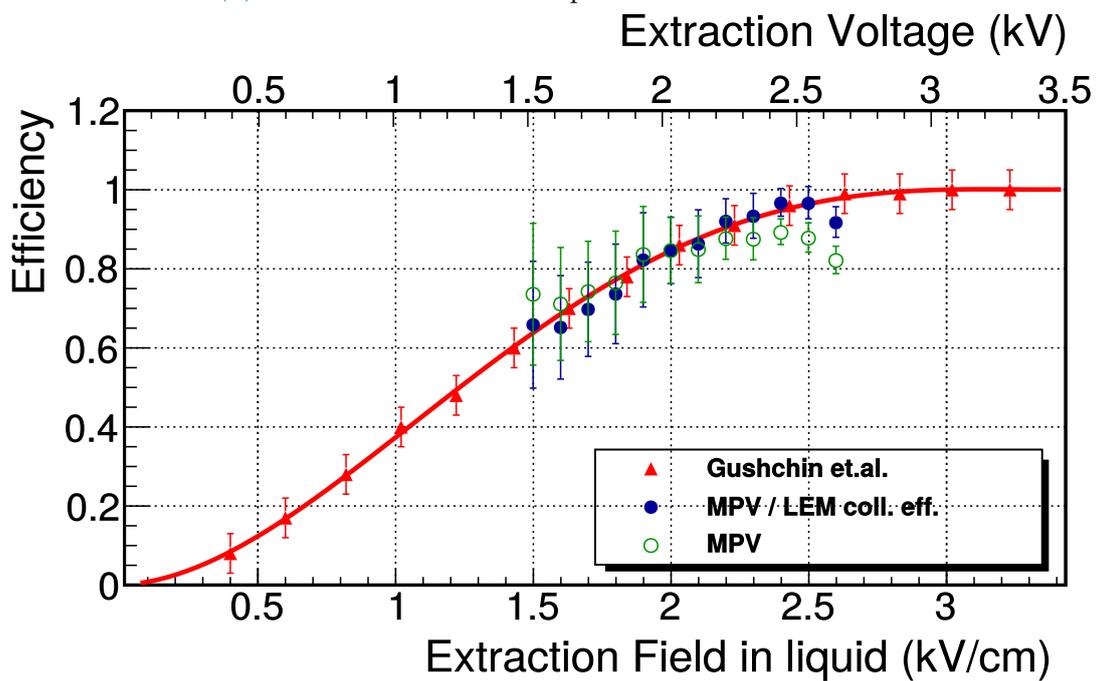
5.4.4 Gain en fonction du champ d'amplification

La courbe du gain en fonction du champ d'amplification est montrée sur la Figure 5.19. En triangles rouges pleins sont les mesures du 3 L réalisées avant *charging up*. En triangles rouges vides sont les mesures du 3 L après *charging up* complet. Les deux courbes viennent de l'ajustement de l'équation du gain (3.4) en supposant que les gains avant et après *charging up* sont identiques à bas champ. En cercles bleus sont les données mesurées par le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, ramenées aux champs et à la densité du 3 L grâce aux simulations des efficacités de collections du LEM et de l'anode telles que présentées en section 4.4. Les dates de prise de données sont dans le Tableau 5.2. Les deux derniers points, à 30 et 31 kV cm^{-1} , ne viennent pas de l'analyse de LArSoft, ce dernier reconstruisant mal les traces de ces acquisitions. La section 5.5 est dédiée à la reconstruction de ces traces. Les incertitudes sur la Figure 5.19 sont expliquées en sous-section 5.2.2.

Les prises de données du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ ayant été faites sur une longue période et avec des interruptions, il n'est pas possible de connaître l'état d'avancement du *charging up*. Néanmoins, les mesures du gain du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ devraient se situer entre celles du 3 L avant et après *charging up*. Or ce n'est pas le cas : les mesures du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ sont sensiblement plus basses que celles du 3 L après *charging up*. Ceci peut être dû à une sous estimation de l'efficacité de collection de l'anode, qui est autour de 25 % pour les acquisitions entre 25 kV cm^{-1} et 27 kV cm^{-1} . En effet, nous l'avons vu sur la Figure 4.33, la



(a) MPV en fonction du champ d'extraction dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.



(b) MPV et MPV divisée par l'efficacité de collection du LEM, normalisées à l'efficacité d'extraction mesurée dans [3] à 2 kV cm^{-1} .

FIGURE 5.18 – Comportement du gain en fonction du champ d'extraction dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$.

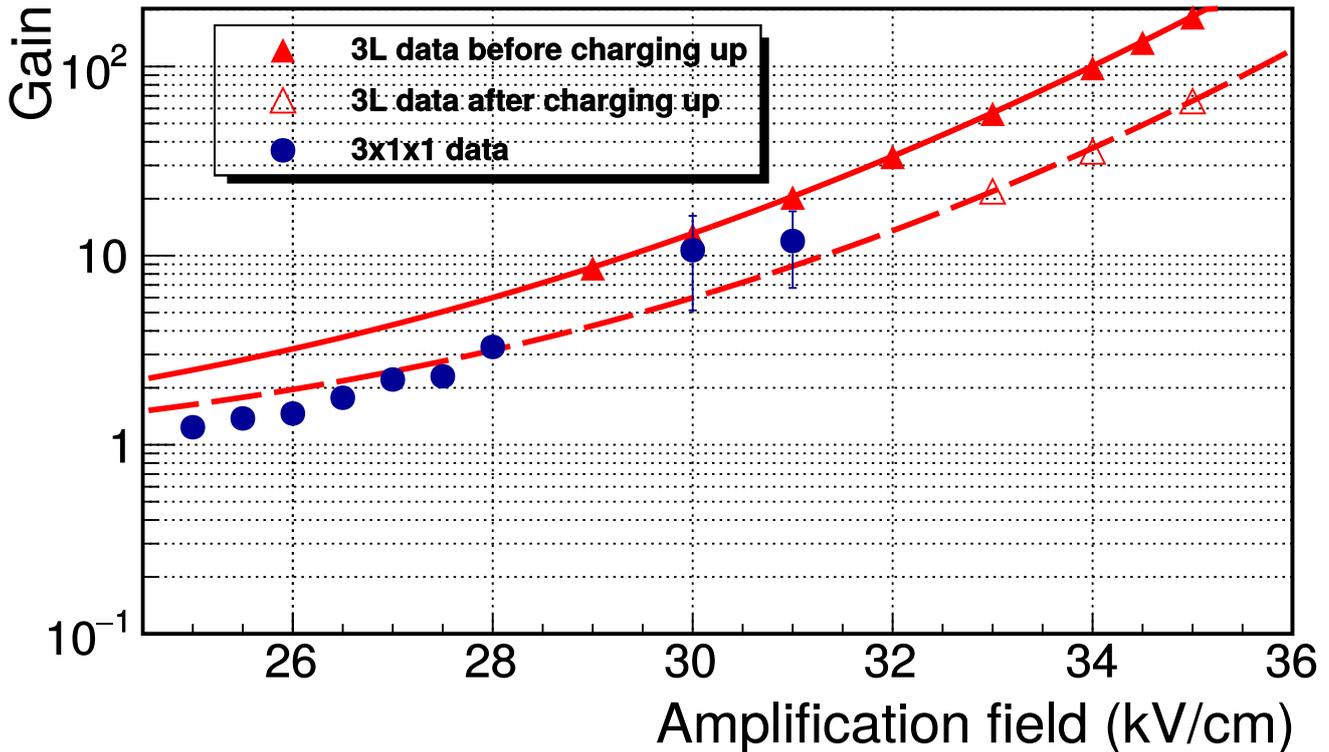


FIGURE 5.19 – Gain en fonction du champ d’amplification dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ normalisé aux champs d’induction et d’extraction ainsi qu’à la densité du 3 L.

simulation de l’efficacité de collection de l’anode en fonction du champ d’induction ne correspond pas au comportement mesuré dans l’enceinte haute pression. De plus, certaines des nombreuses corrections et normalisations appliquées aux données du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ afin de se comparer à celles du 3 L peuvent avoir été mal estimées.

5.5 Reconstruction des traces des données à bas champ d’extraction

Les traces à 30 kV cm^{-1} et 31 kV cm^{-1} n’étaient pas bien reconstruites avec LArSoft. En appliquant toutes les coupures décrites précédemment, seules trois traces étaient sélectionnées pour l’acquisition 1197 et une pour l’acquisition 1199, avec trop peu de coups pour extraire une MPV. Il est possible d’appliquer des coupures moins restrictives, mais la distribution résultante n’a alors plus de sens. La Figure 5.20 montre les distributions dQ/ds sans coupure sur la longueur, sur l’angle, ou sur les traces traversantes : ces distributions ne ressemblent pas à des distribution de Landau-Vavilov et il est impossible d’en extraire une information relative à la MPV. Plusieurs coupures ont été testées sans succès : faire varier la tolérance sur les angles, sur la longueur, sur le nombre de traces... n’aboutissant pas à une distribution exploitable et n’ayant pas la main sur l’algorithme de reconstruction, un algorithme d’analyse dédié à ces données a été développé en python.

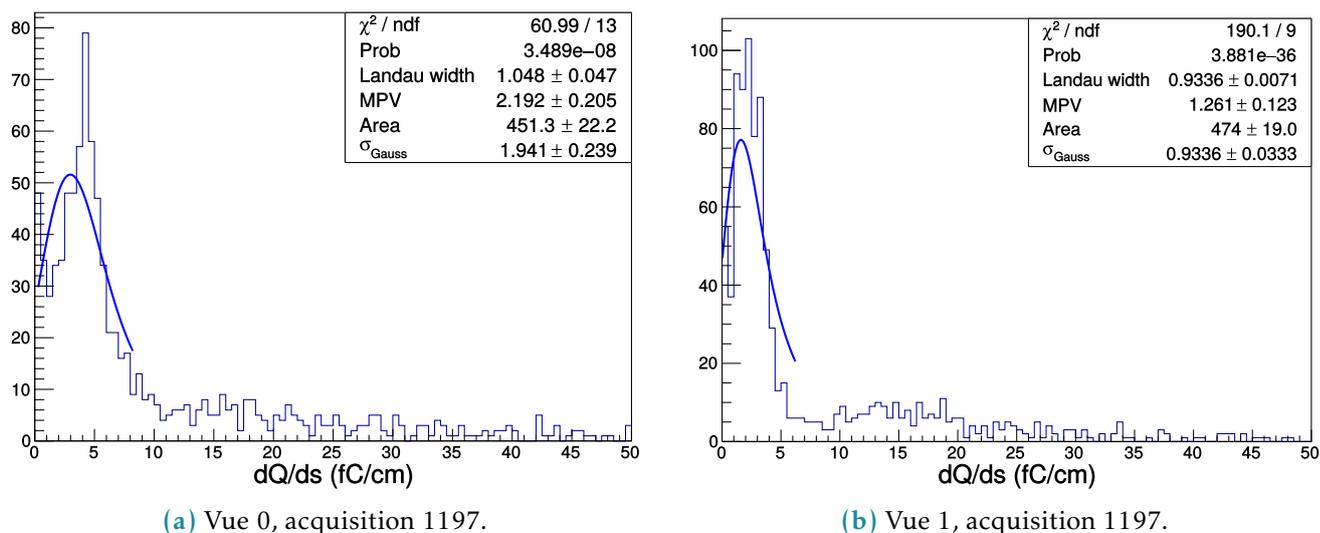


FIGURE 5.20 – Distribution de la charge déposée par unité de longueur dans l’acquisition 1197, reconstruite avec LArSoft .

5.5.1 Potentiels problèmes de reconstruction

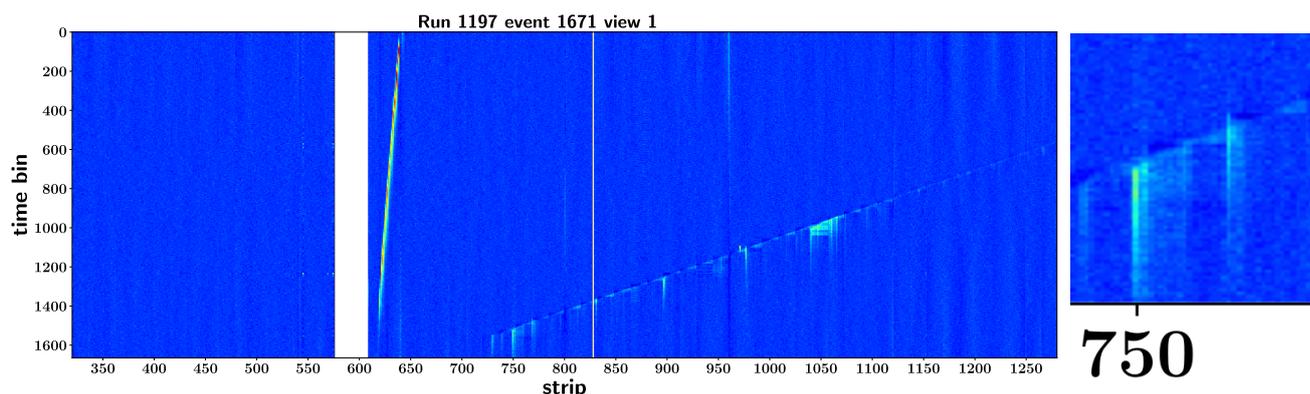


FIGURE 5.21 – Événement de l’acquisition 1197 vue 1 après suppression du bruit cohérent. Le zoom autour du canal 750 montre des zones sans dépôt de charge apparent le long de la trace. L’étirement en temps des dépôts de charge important dû à l’extraction lente est clairement visible.

L’algorithme développé en python traite la suppression du bruit différemment de LArSoft. La première étape est la suppression du piédestal grâce aux données d’acquisitions de calibration dédiés. Ensuite, seul le bruit cohérent est supprimé, de la même manière que dans LArSoft : les canaux branchés sur une même carte électronique sont regroupés (32 canaux par groupe) l’ADC moyen de chaque bin de temps est calculé. Ces moyennes sont ensuite soustraites à l’ADC vu dans les bins de temps leur correspondant. Pour ce faire, comme dans LArSoft, les ROIs sont préalablement identifiées grâce à un seuil en ADC et ignorées dans le calcul des moyennes. La Figure 5.21 montre le résultat de cet algorithme pour un événement de l’acquisition 1197, en vue 1.

À partir de là, un problème a été identifié : un nombre conséquent de signaux vus par les canaux,

notamment en vue 1, sont faibles par rapport au bruit électronique. Ceci s'explique principalement par la faible valeur du champ d'extraction (la différence de potentiel LEM-grille est de 1 kV cm^{-1}), qui provoque un étalement en temps du signal. Ceci est visible sur la Figure 5.21. Les coups déposant beaucoup de charges sont visiblement étirés en temps.

Ceci a deux conséquences : d'abord, la sélection des muons décrite en section 5.2.1 peut ignorer ces traces à cause de cet étalement, qui fait apparaître les traces comme étant plus larges. Ensuite, un étalement en temps provoque une diminution du maximum d'ADC. Les coups de plus basse énergie peuvent alors être ratés. Rater des coups a également deux conséquences. Premièrement, les ADCs de ces coups sont vus comme du bruit et sont utilisés pour calculer la moyenne d'ADC dans chaque bin en temps, ce qui la surestime. La suppression du bruit cohérent va donc enlever plus d'ADC qu'elle ne devrait, éliminant encore plus de coups. Deuxièmement, la méthode de reconstruction des traces de LArSoft utilise des amas. Si trop de canaux ne voient pas de coup, cette méthode va identifier de nombreuses petites traces à la place de quelques longues traces. L'algorithme d'appariement qui associe un amas en vue 0 à un amas en vue 1 aura alors du mal à fonctionner. De plus, les petites traces ainsi reconstruites ne passent pas les coupures choisies pour réaliser les distributions de dQ/ds .

Si on décide de baisser le seuil d'ADC, alors c'est le bruit cohérent qui sera vu comme du signal et un grand nombre de faux coups seront enregistrés, rendant difficile la reconstruction.

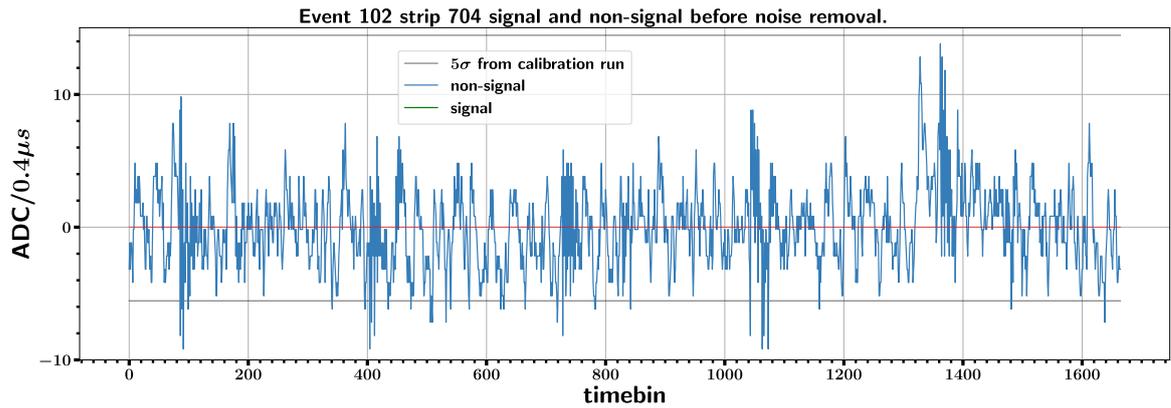
La Figure 5.22 illustre ce problème de suppression du bruit cohérent. Elle montre le signal vu par deux canaux appartenant au même groupe de 32, avant et après suppression du bruit cohérent. La figure du haut, avant suppression du bruit cohérent, montre que le seuil d'ADC, trop haut, ne permet pas d'identifier le signal (autour du bin de temps 1350) comme un coup. La figure du milieu, après suppression du bruit cohérent, montre la surestimation de ce dernier et la destruction du signal correspondant à un coup. La figure du bas montre le résultat de la solution choisie pour palier ce problème, décrit dans la suite.

5.5.2 Identification et soustraction du bruit cohérent

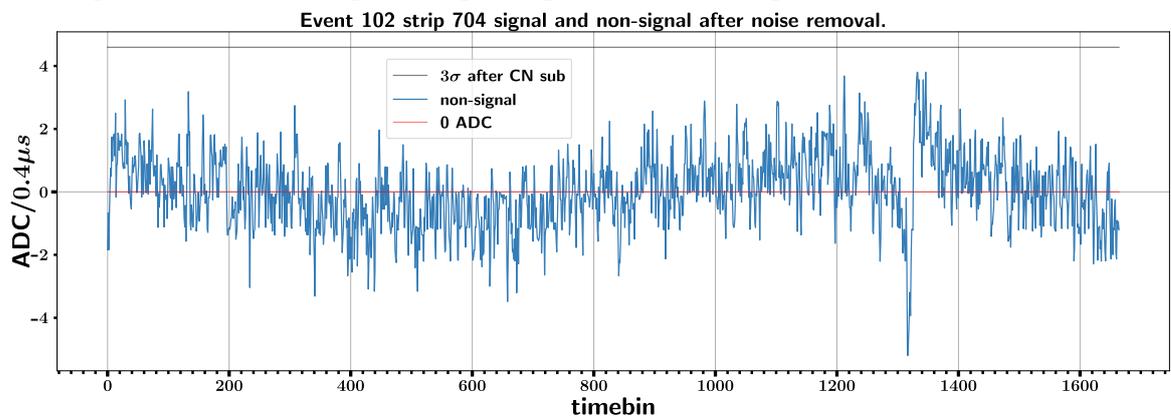
Afin de palier le problème de soustraction du bruit cohérent, une étape supplémentaire a été ajoutée, après reconstruction des traces (dont la méthode est expliquée dans la prochaine section). Si l'on sait où se trouve la trace, il est alors possible de forcer l'identification des ROIs sur le signal avant suppression du bruit cohérent autour de cette trace. Ceci ne permet pas de mieux reconstruire les traces mais permet, d'une part, de bien mieux mesurer le dQ , et d'autre part de trouver les coups auparavant ratés. La Figure 5.22 montre l'effet de cet étape sur un canal où aucun coup n'avait initialement été vu.

5.5.3 Reconstruction des traces et transformation de Hough

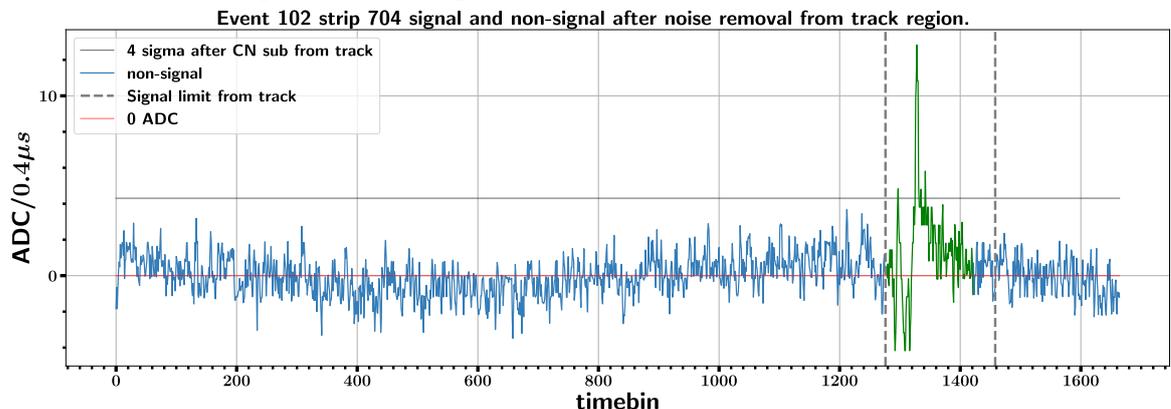
La transformation de Hough utilise l'alignement de plusieurs points pour reconstruire des traces, peu importe leur espacement. L'idée est de convertir chaque point dans un espace $x-y$ en une sinusoïde dans un espace dit "de Hough". Les intersections de ces sinusoïdes correspondent alors à des alignements



(a) Avant suppression du bruit cohérent. Le pic du dépôt de charge est trop faible pour passer le seuil, et n'est pas vu comme un coup. Ce coup manqué est alors utilisé pour calculer le bruit cohérent.



(b) Après suppression du bruit cohérent. Le fait de ne pas avoir ignoré le coup pour le calcul du bruit cohérent élimine complètement le coup.



(c) Après seconde passe de suppression du bruit cohérent. Si suffisamment de coups sont trouvés à l'étape précédente, une trace peut être trouvée grâce à la transformation de Hough. Ceci fait, le bruit cohérent peut être recalculé en ignorant la zone autour de la trace et ainsi trouver les coups manquants et mieux estimer la charge des coups déjà trouvés.

FIGURE 5.22 – Signal d'un canal de l'acquisition 1197, avant suppression du bruit cohérent, après suppression du bruit cohérent et après une seconde passe de suppression de bruit cohérent après avoir trouvé la trace.

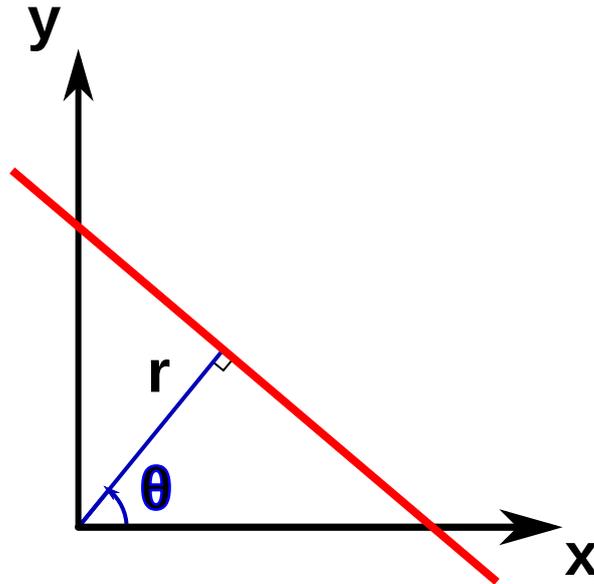


FIGURE 5.23 – Principe de la transformation de Hough.

de points et donc à des traces. Il est alors possible d'identifier des traces même avec peu de coups.

Toute droite traversant l'espace cartésien $x-y$ peut s'écrire sous une forme dite "normale", utilisant les coordonnées r (distance la plus courte entre la droite et l'origine) et θ (l'angle entre la perpendiculaire à la droite passant par l'origine et l'axe des abscisses) tel que montrée sur la Figure 5.23. L'équation d'une droite est alors

$$r = x \cos(\theta) + y \sin(\theta) \quad (5.4)$$

avec x et y les coordonnées des points sur la droite. La transformation de Hough consiste à prendre chaque point de l'espace initial et à tracer, dans l'espace $r-\theta$, l'équation précédente en faisant varier θ entre 0 et π . A chaque point correspond alors une sinusoïde, et comme les points sur une même droite auront les mêmes r et θ , les intersections de ces sinusoïdes correspondent aux droites associées aux traces dans l'espace cartésien. La Figure 5.24 montre ce principe avec un événement de l'acquisition 1197.

Une fois l'espace de Hough rempli, les traces sont identifiées en cherchant les maxima locaux. Une fois un maximum trouvé, une zone autour de ce dernier est ignorée afin d'éviter d'identifier plusieurs fois la même trace. Les coups correspondant à une trace lui sont alors associés en calculant leur distance à la trace à partir des r et θ trouvés. Un coup est sur la trace si il est à une distance inférieure à une limite imposée de 1 cm de la trace. Un ajustement linéaire est alors effectué afin de corriger les r et θ pour les éventuelles imprécisions dues au binning de l'espace de Hough et l'étape d'association des coups aux traces est réitérée.

Une fois ceci fait pour les deux vues, les traces sont appareillées en fonction des coordonnées en temps de leur premiers et derniers coups qui, pour une même trace en 3D, doit être la même dans les deux vues. Deux problèmes peuvent alors se poser avec la transformation de Hough. D'abord, si un

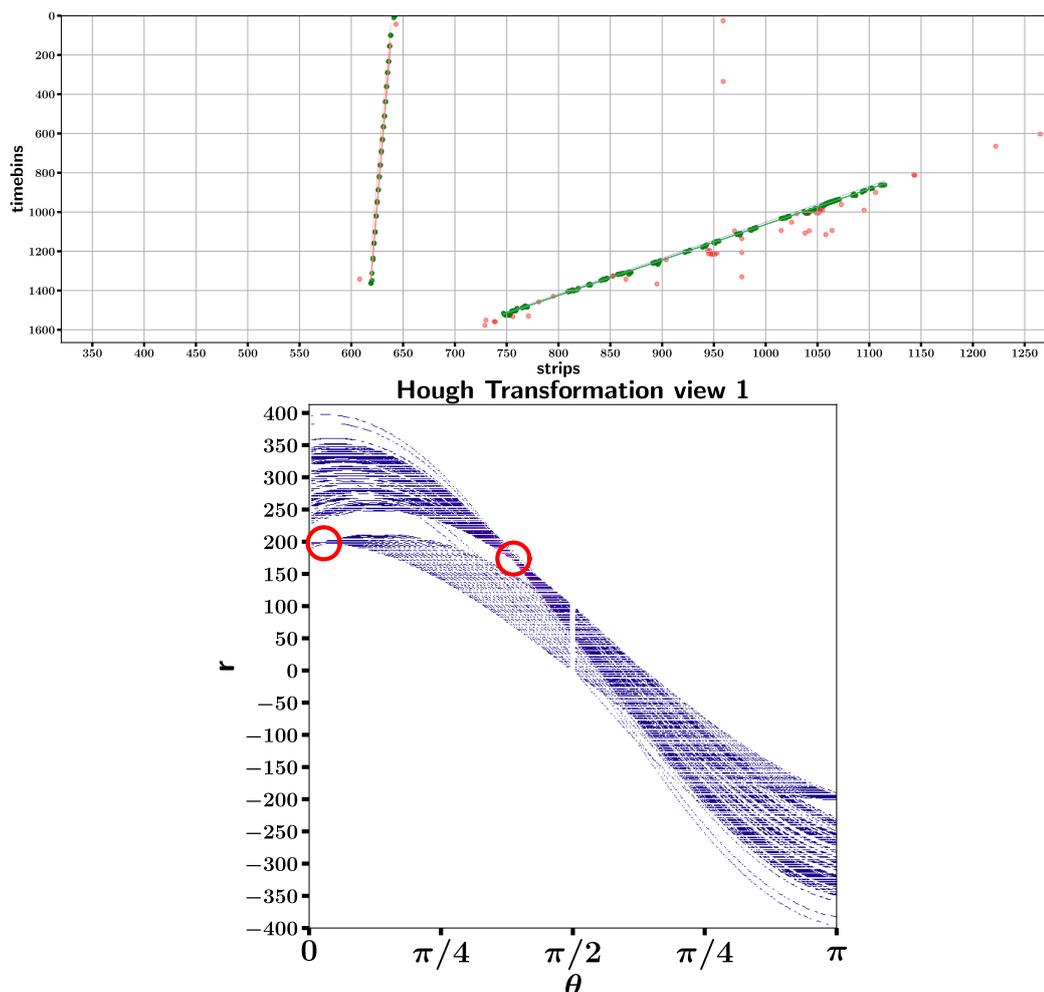
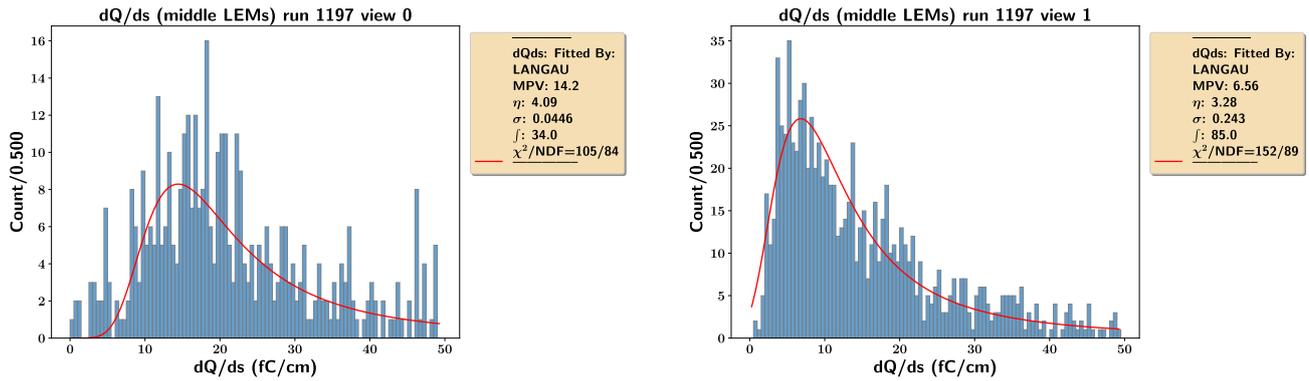


FIGURE 5.24 – Transformation de Hough appliquée dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. En haut, les points reconstruits dans la vue 1 d'un événement de l'acquisition 1197. En bas, l'espace de Hough associé. Les points en verts sont ceux vus par la suite comme étant sur la trace, ceux en rouge ne sont associés à aucune trace.

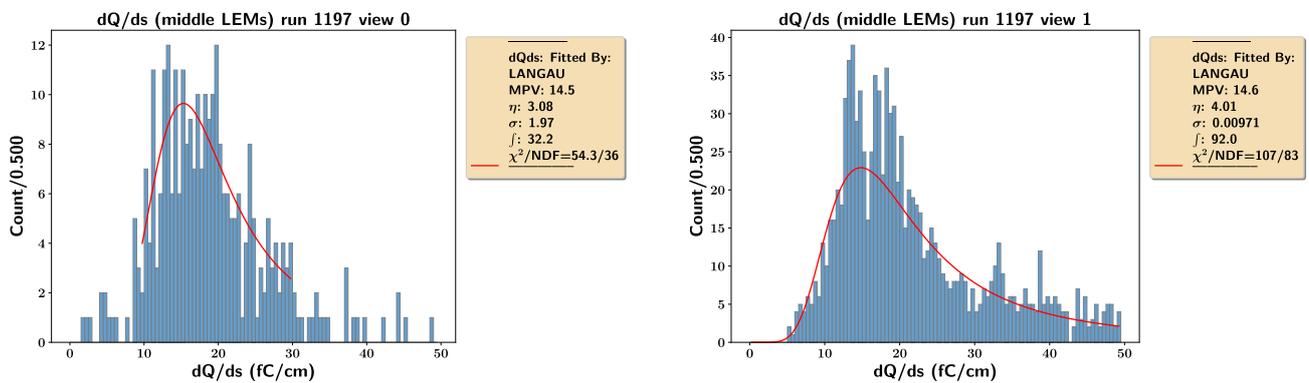
faux coup se retrouve par hasard aligné avec une trace, il sera vu comme étant sur la trace. Et donc, la trace 2D ainsi reconstruite pourra sembler bien plus grande dans une vue que dans l'autre, empêchant l'appariement. Ensuite, si deux traces sont présentes et que leurs droites associées se croisent, les coups proches de l'intersection seront forcément vus par la transformation de Hough comme étant sur les deux traces, même si l'une des deux se terminent avant l'intersection. Afin de remédier à cela, les premiers et derniers coups de chaque trace sont ignorés si il sont seuls ou font parti d'un amas isolé.

Une fois les traces identifiées, la soustraction du bruit cohérent est refaite à partir des données des canaux avant soustraction du bruit, en ignorant les bins de temps le long des traces pour le calcul des moyennes. Une identification des coups est refaite et l'information dQ/ds est calculée.



(a) Vue 0, acquisition 1197, sans la seconde étape de suppression de bruit cohérent.

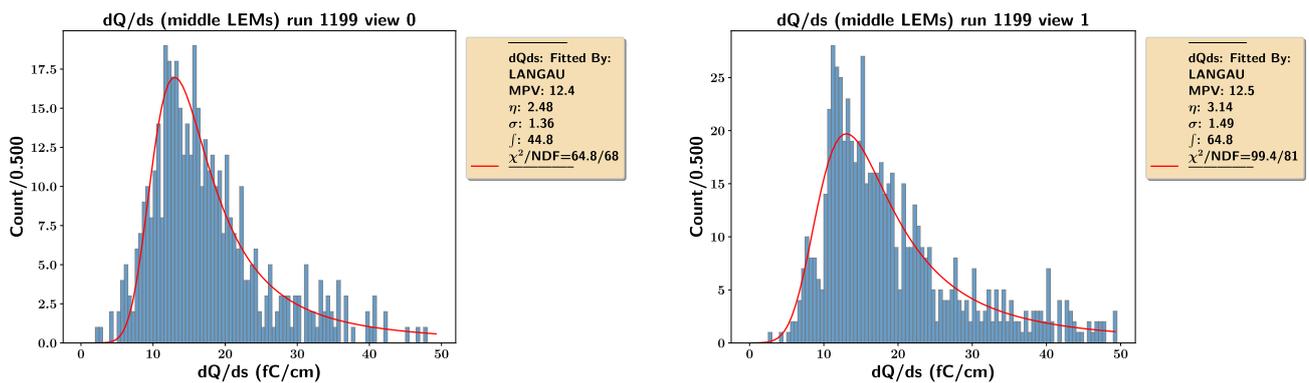
(b) Vue 1, acquisition 1197, sans la seconde étape de suppression de bruit cohérent.



(c) Vue 0, acquisition 1197, avec la seconde étape de suppression de bruit cohérent.

(d) Vue 1, acquisition 1197, avec la seconde étape de suppression de bruit cohérent.

FIGURE 5.25 – Reconstruction de la distribution de la charge déposée par unité de longueur dans l’acquisition 1197. Les deux figures du haut sont faites sans la seconde étape de bruit cohérent, une différence qui n’a aucun sens physique est observable entre les 2 vues. La figure du bas est la même distribution avec la seconde étape de suppression de bruit cohérent.



(a) Vue 0, acquisition 1199, avec la seconde étape de suppression de bruit cohérent.

(b) Vue 1, acquisition 1199, avec la seconde étape de suppression de bruit cohérent.

FIGURE 5.26 – Reconstruction de la distribution de la charge déposée par unité de longueur dans l’acquisition 1199 avec la seconde étape de suppression de bruit cohérent.

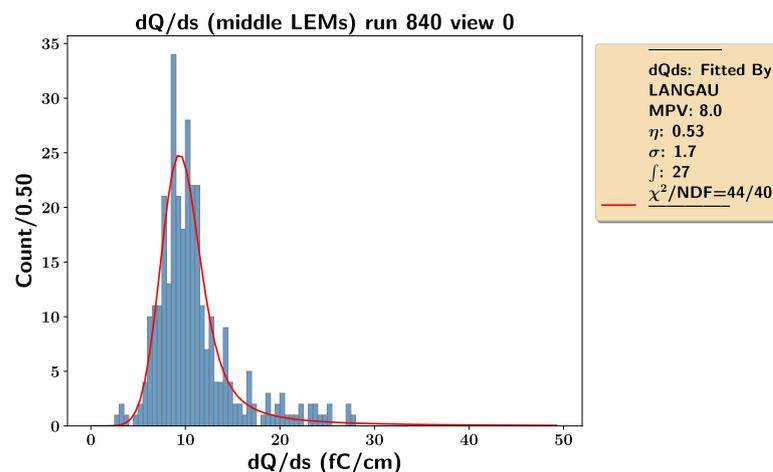


FIGURE 5.27 – Reconstruction de la distribution de la charge déposée par unité de longueur dans l’acquisition 840 vue 0. La MPV de 8,0 est légèrement supérieure à celle de 7,3 mesurée avec LArSoft (Figure 5.13).

5.5.4 Sélection des traces et résultats

La transformation de Hough permet de reconstruire des traces morcelées mais droites, ce qui est nécessaire pour les acquisitions 1197 et 1199, mais n’est pas performant du tout pour identifier une gerbe électromagnétique, hadronique ou une trace courbée. Les événements ont donc été sélectionnés à l’œil, en regardant le résultat de la première soustraction du bruit cohérent. Afin d’éviter d’avoir à passer à travers un trop grand nombre d’événements, seuls ceux ayant passé la coupure de l’algorithme de l’équation (5.3), dont le seuil de tolérance de 0,1 a été augmenté à 0,3, ont été inspectés. Les résultats en terme de distribution de dQ/ds sont montrés en Figure 5.25 (deux figures du bas) pour l’acquisition 1197 et Figure 5.26 pour l’acquisition 1199. Quelques événements de l’acquisition 840 ont également été analysés afin de valider l’algorithme. La Figure 5.27 montre les distributions de dQ/ds de ces quelques événements, à comparer avec la Figure 5.13 faite à partir de la reconstruction de LArSoft. On constate que le nouvel algorithme donne une valeur de MPV légèrement supérieure mais que les résultats sont globalement compatibles.

5.6 Conclusion et perspectives

Les traces observées dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, sont nettes et le dépôt de charges est mesurable à des champs d’extraction dans le liquide supérieurs à $1,9 \text{ kV cm}^{-1}$. Les variations de gain sur la surface du CRP sont de l’ordre de la dizaine de pourcents, proche des estimations faites à partir des mesures de déformations du CRP et des variations d’épaisseur des LEMs. Ces variations sont attendues du même ordre de grandeur dans le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$. Sa plus grande tension entre la grille et les LEMs résultera en une influence négligeable de la déformation du CRP sur le gain, mais ses plus hautes tensions d’amplification résulteront en un impact plus important de la variation d’épaisseur des LEMs.

L'analyse des distributions dQ/ds des acquisitions 840 et 842 ont permis d'observer les pertes d'électrons sur les canaux de lecture situés au dessus des zones mortes des LEMs, bien que les valeurs mesurées et simulées diffèrent. Ceci peut s'expliquer par le fait que les simulations ont été faites à des champs différents de ceux utilisés dans les prises de données. Ce point pourra être étudié plus en détail par le $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, qui sera capable d'atteindre les valeurs nominales des champs. Le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ a également mis en évidence le fait que le *charging up*, responsable de la diminution du gain avec le temps, persiste. Couper la tension ou mettre les LEMs à la masse ne l'influence pas, et il semble que seule une pause prolongée ait un impact significatif sur le *charging up*.

Références

- [1] C. CANTINI et al. « Performance study of the effective gain of the double phase liquid Argon LEM Time Projection Chamber ». In : (14 déc. 2014). DOI : 10.1088/1748-0221/10/03/P03017. arXiv : <http://arxiv.org/abs/1412.4402v1> [physics.ins-det].
- [2] B. AIMARD et al. « A 4 tonne demonstrator for large-scale dual-phase liquid argon time projection chambers ». In : (8 juin 2018). arXiv : <http://arxiv.org/abs/1806.03317v2> [physics.ins-det].
- [3] I.M. Obodovskii E.M. GUSHCHIN A.A. Kruglov. « Emission of "hot" electrons from liquid and solid argon and xenon ». In : *J Exp. Theor. Phys* (1982).

Conclusion

Le travail de cette thèse s'est réparti entre l'analyse des données du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ et les tests et caractérisation des LEMs et des anodes des CRPs du démonstrateur de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ du projet WA105.

Les tests de haute tension des LEMs réalisées dans l'enceinte haute pression du CEA Saclay, ainsi que les opérations du prototype de $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, ont permis de mettre en évidence une limitation du modèle initialement choisi pour les LEMs. Un nouveau modèle comportant des zones mortes plus grandes a été développé et testé afin de tenir des tensions allant jusqu'à 3,2 kV, correspondant à un gain effectif supérieur à 20. Les tests des CRPs du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ réalisés dans une boîte cryogénique au CERN ont permis de valider ces derniers avant de les placer dans le cryostat. Les tensions ont été maintenues aux valeurs nominales d'opération pendant plusieurs jours, et la planéité des CRPs a été mesurée inférieure à 1,75 mm, ce qui implique une variation du gain sur la surface de ces CRPs de moins de 1 %. Ces CRPs ont par la suite été installés dans le cryostat du $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$, les premières données seront collectées en août 2019.

Les simulations réalisées avec ANSYS et Garfield ont permis de mettre en évidence des pertes d'électrons dues aux zones mortes des LEMs, et ont quantifié pixel par pixel l'efficacité de transmission de ces derniers, pour le modèle CFR-34. Cette même efficacité de transmission a été quantifiée pour les bords du modèle CFR-35. Il a en particulier été vu que certains canaux de lectures au niveau des bords des LEMs verront une fraction de la charge, ce qui peut être pris en compte lors de l'analyse des interactions, tandis que d'autres canaux seront totalement aveugles. Ceci implique une perte d'information, qui pourra impacter la reconstruction de vertex d'interaction si ceux-ci venaient à se trouver au niveau de ces canaux. Une étude plus poussée, avec un algorithme de reconstruction complet comme celui de LArSoft, permettra d'évaluer ces effets.

Les simulations du transport des électrons à travers le CRP ont permis de mettre en évidence deux phénomènes pouvant entraîner une perte d'électrons. Ces derniers peuvent être perdus après avoir atteint la phase gazeuse mais avant d'atteindre le LEM, en terminant leur course sur le cuivre du bas du LEM, ou se retrouver piégés sur les RIMs du haut du LEM. Le premier phénomène se traduit, une fois combiné à l'efficacité d'extraction du liquide vers le gaz, par un plateau d'efficacité. Si le niveau d'argon est situé au milieu entre la grille d'extraction et le LEM ces deux étant séparés de 1 cm, ce plateau correspond à des tensions comprises entre 2 kV et 3 kV. Ceci est en adéquation avec les mesures

faites par le prototype de 3 L et se retrouve également avec les données du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$. Se placer à ces tensions permet de minimiser l'impact sur le gain effectif des potentiels déformations du CRP, qui vont modifier les champs électriques entre la grille et les LEMs, réduisant l'impact de ces déformations à celles induites par la variation du température due au gradient présent dans la phase gazeuse. Le second phénomène, la perte d'électrons sur les RIMs, a été simulé pour un LEM avant charging up. La tendance observée est que l'efficacité de collection augmente avec la tension appliquée entre le haut du LEM et l'anode, ce qui a été vérifié par des mesures faites dans l'enceinte haute pression, bien que ces mesures aient été faites après charging up. Des différences notables sont toutefois présentes entre la mesure après charging up et la simulation avant charging up, de l'ordre de 15 %. La valeur absolue de l'efficacité n'étant pas mesurable dans un tel dispositif expérimental, ce sont les valeurs de la simulations qui ont été utilisées par la suite.

À cause des problèmes de tenu en tension rencontrés dans le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$, de nombreuses corrections ont été appliquées afin de comparer ses résultats à ceux observés par le 3 L. Le gain mesuré par le $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ est légèrement inférieur à celui mesuré par le 3 L, mais le comportement en fonction du champ d'amplification est similaire. Les différences peuvent être dues à une mauvaise estimation du comportement et de la valeur de l'efficacité de collection de l'anode en fonction du champ d'induction, comme mentionné dans le paragraphe précédent. De plus, les nombreuses corrections appliquées peuvent être accompagnées d'erreurs systématiques supplémentaire, non étudiées ici.

Les résultats du $3 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ ont permis de conclure que la technologie DLArTPC fonctionne avec une dérive de un mètre et un CRP de trois mètres carrés. De plus, il a mis en évidence la nécessité de systématiquement tester les CRPs avant des les introduire dans le cryostat, ce qui a motivé l'étude en boîte cryogénique. Il a également permis de mettre en évidence une limitation de la tenue en tension du modèle de LEM CFR-34, ce qui a amené au développement du modèle CFR-35.

La mise en route du prototype de $6 \times 6 \times 6 \text{ m}^3$ est la prochaine étape que le projet WA105 va franchir. Les performances de ce dernier vont permettre de s'assurer de la capacité de la technologies DLArTPC à répondre aux besoins de $\text{DU}\nu\text{E}$; sa construction ayant dors et déjà permis d'identifier les challenges inhérents à la construction d'une DLArTPC à l'échelle de $\text{DU}\nu\text{E}$ et de s'y préparer.

Titre : Le projet WA105 : un prototype de Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide Diphasique utilisant des détecteurs LEMs

Mots clés : Physique des neutrinos, WA105, DLArTPC, LEM, $DU\nu E$

Résumé : Le projet WA105/proto $DU\nu E$ -DP est une expérience de prototypage qui a pour objectif de tester la technologie de Chambre à Projection Temporelle à Argon Liquide Diphasique (DLArTPC) à grande échelle dans le but de l'utiliser dans la future expérience de physique des neutrinos $DU\nu E$. Prévue fin 2026 aux USA, $DU\nu E$ vise à déterminer l'ordre des masses des neutrinos ainsi que la violation de CP dans le secteur leptonique. Le travail de cette thèse s'oriente dans un premier temps autour des tests et simulations effectués sur les éléments de détection et d'amplification des détecteurs de WA105. Dans un second temps, la thèse s'oriente autour de l'analyse des traces de muons cosmiques vues par un premier prototype de 4 t, opéré en 2017 au CERN.

La technologie DLArTPC est une variante de la technologie LArTPC permettant une amplification des électrons extraits de la phase liquide à la phase gazeuse. Les amplificateurs d'électrons (LEM) sont des plaques de PCB de $50 \times 50 \text{ cm}^2$ épais de 1 mm, percés de 400 000 trous de $500 \mu\text{m}$ de diamètre, recouvertes de chaque côté par une mince couche de cuivre. Une différence de potentiel de l'ordre de 3 kV permet d'atteindre

un gain supérieur à 10. Une partie du travail de cette thèse a consisté à simuler la dérive des électrons à travers ces LEMs afin d'étudier les efficacités de collection de charge. Une autre partie de cette thèse a consisté à mesurer les caractéristiques importantes (épaisseur, tenue en tension) des amplificateurs destinés au démonstrateur de 300 t de WA105, dont la mise en route a été effectuée fin août 2019 au CERN.

Le gain est une des caractéristiques principales d'une DLArTPC, et il a été étudié dans le prototype de 4 t grâce à la détection de muons cosmiques. Des comparaisons sont effectuées avec les résultats d'un prototype de 3 L datant de 2014, et un programme de reconstruction de trace dédié a été développé pour traiter certains événements bruités.

Le travail effectué dans cette thèse a permis de mieux comprendre le fonctionnement des DLArTPCs, notamment en ce qui concerne l'aspect multiplication et dérive des électrons. Ces connaissances seront importantes lors de l'opération du démonstrateur de 300 t au CERN, ainsi que lors de l'exploitation du module DLArTPC de $DU\nu E$.

Title : The WA105 project : a prototype of Double Phase Liquid Argon Time Projection Chamber using LEMs detectors.

Keywords : Neutrino physics, WA105, DLArTPC, LEM, $DU\nu E$

Abstract : The WA105/proto $DU\nu E$ -DP project is a prototyping experiment which goal is to test the Double Phase Liquid Argon Time Projection Chamber (DLArTPC) technology at large scale, to use it in the future neutrinos physics experiment $DU\nu E$. Scheduled for the end of 2026 in the USA, $DU\nu E$ aims at measuring the neutrinos mass ordering and the leptonic CP symmetry violation. The first part of this thesis is dedicated to tests and simulations of the detection and amplification elements of the WA105 detectors. The second part is focused on the analysis of cosmic muon tracks seen by a first prototype of 4 t, operated at CERN in 2017.

The DLArTPC technology is a variation of the LArTPC technology allowing for the amplification of the electrons extracted from the liquid phase to the gas phase. The Large Electron Amplifiers (LEM) are $50 \times 50 \text{ cm}^2$ PCB plates with a thickness of 1 mm, pierced by 400 000 holes of $500 \mu\text{m}$ diameter, covered on each side by a thin layer of copper giving a gain superior to

10. Part of this thesis work is about the simulation of electrons drifting through those LEMs to study the charge collection efficiencies. Another part of this thesis is about the measurement of important characteristics (thickness, voltage stability) of the LEMs that are used in the 300 t demonstrator of WA105, which commissioning was done in the end of August 2019.

The gain is one of the main characteristics of a DLArTPC, and it has been studied in the 4 tonne prototype by detecting cosmic muons. Comparisons are done with previous results from 2014 from a smaller prototype of 3 L, and a dedicated reconstruction program was created to analyse noisy events.

The work done in the thesis allowed for a better understanding of DLArTPCs, mainly on the multiplication and drift of electrons. This knowledge will be important during the operation of the 300 t demonstrator at CERN, and during the operation of the DLArTPC module of $DU\nu E$.

