



Etude de la détermination de la direction d'un électron de recul dans le cadre du projet de spectroscopie des neutrinos solaires Hellaz

Antony Sarrat

► To cite this version:

Antony Sarrat. Etude de la détermination de la direction d'un électron de recul dans le cadre du projet de spectroscopie des neutrinos solaires Hellaz. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. Français. <tel-00001685>

HAL Id: tel-00001685

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001685>

Submitted on 12 Sep 2002

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

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

THÈSE de DOCTORAT de l'Université Louis PASTEUR

présentée par

Antony SARRAT

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Louis PASTEUR

Spécialité : Sciences de l'Univers, analyse statistique de données, R&D

Étude de la détermination de la direction d'un électron de recul dans le cadre du projet de spectroscopie des neutrinos solaires Hellaz

Soutenue le 17 Septembre 2001, devant le jury composé de :

Agnès	ACKER	Co-Directeur de thèse
Jean	DOLBEAU	Directeur de thèse
Philippe	GORODETZKY	Président du jury
Thomas	PATZAK	Examineur invité
Jean	RICHERT	Rapporteur interne
François	VANNUCCI	Rapporteur externe
Sylvie	VAUCLAIR	Rapporteur externe
Daniel	VIGNAUD	Examineur invité

J'exprimerai d'abord toute ma gratitude aux différentes personnes qui m'ont permis de faire cette thèse : Agnès Acker et Philippe Gorodetzky, qui m'ont proposé ce sujet d'étude, ainsi que Pierre Bareyre et Marcel Froissart, les deux directeurs du laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie du Collège de France, qui ont accepté de m'intégrer dans leur laboratoire. Merci aussi à Daniel Vignaud de m'avoir permis d'achever ce travail lors de son arrivée à la direction du laboratoire.

Je tiens à remercier spécifiquement Jean Dolbeau et Philippe Gorodetzky d'avoir pris le risque de m'accueillir au sein du groupe Hellaz, malgré ma formation a priori peu adaptée. Merci à eux pour leur patience, pour leurs lectures attentives et leurs critiques constructives de ce manuscrit, et pour l'aide qu'ils ont pu m'apporter au cours de ces trois années. Un grand merci aussi aux autres membres du groupe : Pierre Salin pour ses comptes rendus détaillés des développements expérimentaux menés au laboratoire, Thomas Patzak pour ses commentaires critiques sur la situation théorique et expérimentale du neutrino, et Jean-Charles Vanel pour ses explications judicieuses sur l'électronique du détecteur.

Merci aussi à tous les membres du jury, qui ont bien voulu lire et commenter ce manuscrit, et spécialement à Jean Richert, François Vannucci et Sylvie Vauclair qui ont accepté d'endosser la lourde tâche de rapporteurs et ce dans des délais réduits.

Je n'oublierai pas le groupe de thésards du laboratoire et ses discussions passionnées. Merci en particulier à Benoit et Jean-Christophe de m'avoir fait profiter de leur expérience de jeunes docteurs, et pour l'aide qu'ils m'ont donné ou proposé.

Je suis reconnaissant à toutes les personnes du laboratoire qui m'ont apportés spontanément leur aide, et tout particulièrement à Bernard Lefèvre et Michel Obolensky. Merci aussi à Alain de Bellefon pour sa disponibilité. Je tiens à remercier à nouveau Marcel Froissart pour sa lecture infallible et Jean-Charles Vanel pour son soutien continu.

Enfin, pour conclure cette page, je souhaite simplement remercier ceux qui se reconnaîtront, mes amis et ma famille, sans qui rien n'est possible...

TABLE DES MATIÈRES

<i>Introduction</i>	1
<i>partie I Le neutrino</i>	5
1. <i>Historique</i>	7
2. <i>Le neutrino dans le modèle standard</i>	9
2.1 Le modèle standard	9
2.1.1 Classification des particules	9
2.1.2 Les interactions fondamentales	11
2.1.3 L'unification électrofaible	13
2.1.4 Mélange des quarks et des leptons	16
2.2 L'interaction faible	17
2.2.1 La théorie de Dirac	17
2.2.2 L'interaction V-A	18
2.2.3 Courants chargés et courants neutres	19
2.3 Propriétés du neutrino	20
2.3.1 Chiralité et hélicité	20
2.3.2 Nature du neutrino	21
2.3.3 Masse	22
2.3.4 Propriétés électromagnétiques	23

2.3.5	Désintégration	23
2.4	Insuffisances du modèle standard	24
2.4.1	Masse des fermions	24
2.4.2	Mélange des quarks	25
2.4.3	Neutrino stérile	25
3.	<i>La production de neutrinos</i>	27
3.1	Sources naturelles	27
3.1.1	Neutrinos reliques	27
3.1.2	Le Soleil	28
3.1.3	Supernovæ	30
3.1.4	Rayons cosmiques	31
3.2	Sources artificielles	32
3.2.1	Réacteurs	32
3.2.2	Accélérateurs	32
4.	<i>Les méthodes de détection</i>	35
4.1	La désintégration β inverse	35
4.2	La diffusion élastique	36
4.3	Comparaison de la diffusion élastique et de la réaction β inverse pour l'étude en temps réel des neutrinos solaires.	41
	<i>partie II Les oscillations de neutrino</i>	43
5.	<i>Théorie des oscillations</i>	45
5.1	Oscillations dans le vide	45
5.1.1	Formalisme général	45
5.1.2	Formalisme à 2 neutrinos	47

5.2	Oscillations dans la matière	48
5.2.1	Milieu de densité constante	49
5.2.2	Milieu de densité variable : l'effet MSW	50
6.	<i>Les signatures expérimentales</i>	55
6.1	Sensibilité d'une expérience d'oscillation	55
6.1.1	Oscillations dans le vide	55
6.1.2	Oscillations dans la matière	57
6.2	Effets sur le spectre de neutrinos	60
6.2.1	Effet jour/nuit - Angle zénithal	60
6.2.2	Effet saisonnier	60
6.2.3	Distorsion du spectre	61
	<i>partie III La situation expérimentale</i>	63
7.	<i>Les expériences neutrinos solaires</i>	65
7.1	L'expérience Homestake	65
7.1.1	Principe de l'expérience	65
7.1.2	Résultats accessibles	66
7.1.3	Résultats obtenus	66
7.2	Les expériences au gallium	68
7.2.1	Principe	68
7.2.2	Résultats accessibles	69
7.2.3	Résultats obtenus	70
7.3	Kamiokande	70
7.3.1	Principe	70
7.3.2	Résultats accessibles	71

7.3.3	Résultats obtenus	71
7.4	Super-Kamiokande	72
7.4.1	Principe	72
7.4.2	Résultats	73
8.	<i>Résultats expérimentaux</i>	75
8.1	Le problème des neutrinos solaires	75
8.2	Les solutions du problème?	76
8.2.1	Modèles solaires	76
8.2.2	Modèle standard de la physique des particules	77
8.3	Meilleure solution des données actuelles	78
8.4	La situation avec les résultats de SNO	79
9.	<i>Les futures expériences</i>	83
9.1	Le proche avenir	83
9.1.1	SNO	83
9.1.2	Borexino	84
9.1.3	KamLAND	86
9.2	Futur lointain	87
	<i>partie IV Le projet Hellaz</i>	89
10.	<i>Principe de l'expérience</i>	91
10.1	Dispositif expérimental	91
10.2	Reconstruction de l'énergie du neutrino	93
10.2.1	Résolution sur l'énergie du neutrino	94
10.2.2	Seuil de détection des neutrinos	94
10.3	Choix des conditions dans la TPC	97

10.3.1	Choix de l'hélium	97
10.3.2	Choix de la densité	97
10.3.3	Choix du volume	99
10.3.4	Conséquences	100
<i>11.</i>	<i>Le détecteur MICROMEGAS</i>	<i>103</i>
11.1	Principe de fonctionnement	103
11.1.1	Le mécanisme d'amplification	105
11.1.2	Détection des signaux	107
11.2	Avantages du détecteur MICROMEGAS	110
11.2.1	Gain élevé et rapidité	110
11.2.2	Efficacité et résolution	111
11.2.3	Résolution spatiale et temporelle	114
11.2.4	Utilisation de chambres conventionnelles dans Hellaz	114
<i>12.</i>	<i>Les points 'sensibles'</i>	<i>117</i>
12.1	Recherche de la direction de l'électron de recul	117
12.2	Détection de l'électron unique	117
12.3	Le bruit de fond	119
12.3.1	Les sources de bruit de fond	119
12.3.2	Niveau du bruit de fond	120
12.3.3	Les méthodes de réduction	121
12.3.4	Mesures de la basse radioactivité	122
<i>partie V</i>	<i>Les simulations dans HELLAZ</i>	<i>123</i>
<i>13.</i>	<i>Génération de traces d'électrons avec GÉANT</i>	<i>125</i>
13.1	Le programme GEANT	125

13.1.1	But du programme GEANT	125
13.1.2	Utilisation de GEANT	125
13.2	La génération de traces d'électrons de basse énergie	126
13.2.1	L'interface utilisateur	126
13.2.2	Résultats	128
<i>14.</i>	<i>Simulation de l'efficacité du détecteur</i>	<i>137</i>
14.1	But de la simulation	137
14.2	Les causes d'inefficacité	137
14.2.1	Le seuil des discriminateurs	138
14.2.2	L'empilement des signaux	139
14.2.3	Le temps mort	139
14.2.4	Le temps de confusion	140
14.3	Déroulement de la simulation	141
14.4	Résultats de la simulation	143
14.4.1	Les paramètres fixes	144
14.4.2	Les paramètres variables	148
<i>15.</i>	<i>Détermination de l'énergie de l'électron de recul</i>	<i>153</i>
15.1	Longueur des traces	153
15.2	Intégration du signal	156
15.2.1	But et méthode	156
15.2.2	Résolution théorique	156
15.2.3	Résultats des simulations	157
15.3	Comptage direct des électrons	158
15.3.1	Méthode	158
15.3.2	Résolution	159
15.4	Résultats sur la résolution en énergie de l'électron de recul	160

<i>16. Détermination de la direction de l'électron de recul</i>	163
16.1 But de la simulation	163
16.2 Difficultés	163
16.2.1 La diffusion	163
16.2.2 La déviation	164
16.3 Méthode	165
16.4 Résultats des simulations	167
16.4.1 Détermination de la position du vertex	167
16.4.2 Erreur sur la direction estimée	171
16.4.3 Estimation de la longueur de dérive	174
16.4.4 Test avec de l'hélium pur	175
16.4.5 Les chambres classiques	175
<i>17. Reconstruction du spectre de neutrinos vu par HELLAZ</i>	181
17.1 But de la simulation	181
17.2 Description du programme	181
17.3 Résultats	183
17.3.1 Les chambres lentes	186
17.3.2 Cas de l'hélium pur	188
17.3.3 La résolution à basse énergie	189
<i>Conclusion</i>	191
<i>Annexe</i>	195
<i>A. La théorie de Dirac</i>	197
<i>B. Production d'énergie dans le Soleil</i>	199

<i>C. Expériences utilisant les neutrinos atmosphériques</i>	203
C.1 Principe	203
C.2 Résultats accessibles	204
C.3 Résultats obtenus	205
<i>D. Expériences utilisant des sources artificielles de neutrinos</i>	207
D.1 Neutrinos de réacteurs	207
D.2 Neutrinos d'accélérateurs	207
D.3 Résultats obtenus	208
<i>E. Résultats des expériences non solaires</i>	209
E.1 Neutrinos atmosphériques	209
E.2 Le cas de LSND	210
<i>F. Futures expériences non solaires</i>	211
F.1 K2K	211
F.2 MiniBooNE	211
F.3 Faisceaux LBL	212
<i>G. Quelques compléments sur les étapes du programme de recherche de la direction</i>	215
<i>Acronymes</i>	225

TABLE DES FIGURES

2.1	Diffusion élastique $\nu - e^-$ par courants chargés.	15
2.2	Interaction par courants chargés et courants neutres.	20
2.3	Différence entre neutrino de Dirac et de Majorana.	22
3.1	Spectre des neutrinos solaires.	29
3.2	Exemple de spectre d'antineutrinos du réacteur Chooz.	33
4.1	La diffusion élastique neutrino - électron.	37
4.2	Sections efficaces de diffusion élastique $\nu_X - e^-$	38
4.3	Distributions caractéristiques de la diffusion Compton.	39
5.1	Effet MSW et adiabaticité.	52
5.2	Evolution des énergies propres en fonction de la densité.	53
5.3	Probabilité de survie dans le Soleil.	54
6.1	Probabilité d'oscillation dans le vide.	56
6.2	Solution MSW dans le plan $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$	59
7.1	Spectre neutrino prédit par le modèle solaire de Bahcall & Pinsonneault.	67
7.2	Résultats des différentes expériences sur l'oscillation des neutrinos	74
8.1	Comparaison des données de l'héliosismologie et des prédictions d'un modèle solaire.	76
8.2	Combinaison des résultats des expériences Super-K et SNO.	80

9.1	Spectre en énergie des électrons de recul dans Borexino.	85
10.1	Principe de fonctionnement du détecteur Hellaz.	92
10.2	Cinématique de la diffusion neutrino - électron	95
10.3	Exemple de spectre mesuré par HELLAZ	96
10.4	Longueurs de traces d'électrons de 100 keV.	98
10.5	Variations de la vitesse de dérive et du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique de la TPC	101
11.1	Principe de fonctionnement du détecteur MICROMÉGAS	104
11.2	Lignes de champ au passage de la microgrille	105
11.3	Signal d'électrons obtenu à une pression de 20 bars	108
11.4	Signal d'électrons obtenu à une pression de 20 bars	108
11.5	Exemples de MICROMEGAS à deux dimensions	109
11.6	Distribution d'électrons uniques obtenue à pression atmosphérique	112
11.7	Distribution d'électrons uniques obtenue à 20 bars	113
12.1	Détection de deux électrons séparés de 7.2 ns à 1 bar	118
13.1	La diffusion multiple simulée par GEANT 3.21	129
13.2	Déviations en fonction de l'épaisseur traversée	130
13.3	Déviations en fonction de l'énergie initiale	131
13.4	Perte d'énergie à 100 et 800 keV	133
13.5	Perte d'énergie moyenne	134
13.6	Exemple de production de rayons δ	135
14.1	Schéma simplifié de l'électronique	138
14.2	Inefficacité due au seuil des discri	138
14.3	Explication de l'empilement des signaux	139
14.4	Explication du temps mort	140

14.5	Explication du temps de confusion	140
14.6	Algorithme du programme de simulation de l'efficacité	142
14.7	Importance de la queue ionique	143
14.8	Variation de l'efficacité avec la vitesse de dérive	145
14.9	Variation de l'efficacité avec le pas du détecteur	146
14.10	Variation de l'efficacité avec le temps mort	148
14.11	Exemple de nuage d'électrons d'ionisation - Effet du détecteur	149
14.12	Efficacité de détection en fonction de l'énergie et de la dérive	151
15.1	Parcours d'électron de recul de différentes énergies.	154
15.2	Résolution sur l'énergie de l'électron.	161
16.1	Algorithme du programme de reconstruction de la direction	166
16.2	Erreur sur la détermination de la position du vertex	169
16.3	Proportion de traces non reconstruites	171
16.4	Erreur sur la direction reconstruite à 20 bars	172
16.5	Erreur sur la direction reconstruite à 10 bars	172
16.6	Erreur sur la direction reconstruite avec de l'hélium pur à 22.6 bars	176
16.7	Erreur sur la direction reconstruite avec de l'hélium pur à 12.6 bars	177
16.8	Erreur sur la détermination de la position du vertex	178
16.9	Erreur sur la direction reconstruite en utilisant des chambres lentes	179
17.1	Algorithme du programme de reconstruction du spectre des neutrinos	182
17.2	Spectre des neutrinos solaires reconstruit par HELLAZ à 20 bars	183
17.3	Spectre des neutrinos solaires reconstruit par HELLAZ à 20 bars après 10 années	184
17.4	Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 20 bars sans bruit de fond radioactif	185
17.5	Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 10 bars	186

17.6	Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 10 bars	187
17.7	Spectre des neutrinos solaires avec de l'hélium pur à 22.6 bars	188
17.8	Résolution sur l'énergie du neutrino	189

LISTE DES TABLEAUX

4.1	Sections efficaces de diffusion élastique $\nu - e^-$ et β inverse.	38
8.1	Résultats des expériences neutrinos solaires	75
8.2	Paramètres d'oscillations donnant le meilleur ajustement des données.	78
8.3	Résultats des expériences neutrinos solaires	81
10.1	Caractéristiques des principales sources de neutrinos solaires.	99
14.1	Variations de l'efficacité avec la vitesse de dérive	144
14.2	Variation de l'efficacité avec le pas du détecteur	146
14.3	Variation de l'efficacité avec le temps mort	147
14.4	Efficacité de détection en fonction de l'énergie et de la dérive	150
15.1	Distance parcourue par un électron pour perdre 20 keV.	153
15.2	Résolution sur l'énergie obtenue en mesurant la longueur d'une trace.	155
15.3	Résolution sur l'énergie pour $\sigma_G = G$	158
15.4	Résolution sur l'énergie mesurée par comptage des électrons	159
16.1	Contraintes sur la longueur d'ajustement.	165
16.2	Détermination du vertex pour un détecteur rapide à 20 bars	168
16.3	Détermination du vertex pour un détecteur rapide à 10 bars	168
16.4	Longueur moyenne d'ajustement à 20 bars	173
16.5	Estimation de la direction avec des chambres rapides (20 bars)	173
16.6	Estimation de la direction avec des chambres rapides (10 bars)	174

16.7	Estimation de la longueur de dérive à 20 bars	174
16.8	Estimation de la direction dans de l'hélium pur à 22.6 bars	176
16.9	Estimation de la direction dans de l'hélium pur à 12.6 bars	177
16.10	Détermination du vertex pour des chambres lentes	178
16.11	Estimation de la direction avec des chambres lentes	179
17.1	Résolution sur l'énergie du neutrino	189
B.1	Caractéristiques des diverses sources de neutrinos solaires.	201
C.1	Double rapport obtenus par les expériences neutrinos atmosphériques.	205
C.2	Résultats de Baksan et MACRO sur le flux de ν_μ	205
D.1	Résultats des expériences neutrinos de réacteurs	208
D.2	Résultats des expériences neutrinos d'accélérateurs	208

INTRODUCTION

Le neutrino est une particule élémentaire dont l'existence a été postulée par W. Pauli en 1930 pour expliquer la forme du spectre de la désintégration β . Selon Pauli, cette particule devait être un fermion électriquement neutre, interagissant très peu avec la matière et ayant une faible masse. Depuis cette époque, les progrès théoriques et expérimentaux nous permettent d'avoir une conception plus précise des particules et de leurs interactions, qui sont maintenant décrites dans le cadre du modèle standard de la physique des particules. Dans cette théorie, il existe trois types de neutrinos, correspondant aux trois saveurs leptoniques, chacun de ces neutrinos étant supposé non massif.

Le neutrino est créé dans les processus d'interaction faible, notamment par les produits de fission des réacteurs nucléaires, ce qui a permis sa mise en évidence expérimentale en 1956. Depuis les années 1930, on suppose que l'énergie des étoiles est libérée par des réactions thermonucléaires se produisant dans leur cœur chaud et dense, créant ainsi un nombre colossal de neutrinos dont le spectre en énergie est prédit par les modèles stellaires.

Pour tester directement cette hypothèse de production d'énergie dans les étoiles, l'expérience Homestake a mesuré pour la première fois en 1968 le flux de neutrinos émis par le Soleil, au dessus d'un seuil de 814 keV. Le résultat obtenu montre un déficit significatif du flux mesuré par rapport aux prédictions théoriques, faisant ainsi naître ce qu'on appelle le *problème des neutrinos solaires*. Pour comprendre ce résultat, de nombreuses expériences ont été mises en œuvre, chacune confirmant le déficit annoncé. Ce désaccord entre prédictions théoriques et résultats expérimentaux peut être attribué soit à une mauvaise prédiction des modèles solaires, soit à des propriétés non standard du neutrino.

Cette dernière hypothèse semble être la plus susceptible d'expliquer les données expérimentales. En effet, si les neutrinos sont pourvus d'une masse, un phénomène quantique d'oscillations permet de réduire le flux mesuré sur Terre sans changer le flux émis par le Soleil, en modifiant la saveur des neutrinos au cours de leur voyage. La mise en évidence récente de ces oscillations par l'expérience Super-Kamiokande, mesurant les neutrinos atmosphériques, est une avancée cruciale. Tout récemment, l'expérience SNO (Ahmad et al., 2001), associée à Super-K, a pu déterminer que la somme des ν_e et $(\nu_\mu + \nu_\tau)$ pour le ^8B est égale aux prédictions du modèle solaire, ce qui est une formidable avancée dans la compréhension du problème. Mais il reste de nombreux points à éclaircir.

Les effets expérimentaux induits par les oscillations dépendent de l'énergie, et ils sont plus forts à basse énergie pour certains modèles. Il est donc important de mettre au point une expérience pouvant obtenir *un spectre* à haute résolution des neutrinos de *basse énergie* émis par le Soleil. Une telle expérience permettrait de plus d'observer individuellement pour la première fois les neutrinos produits par la principale source d'énergie de notre étoile, la fusion de l'hydrogène, ce qui serait un test intéressant pour les modèles solaires.

Le but du projet HELLAZ est de mesurer le spectre des neutrinos solaires pp et ${}^7\text{Be}$, d'énergie inférieure à 1 MeV, en utilisant la diffusion élastique neutrino - électron dans une chambre à projection temporelle (TPC) remplie d'hélium gazeux sous pression. Cette interaction est environ six fois plus sensible aux neutrinos électron qu'au autres types de neutrinos, ces derniers pouvant être en théorie distingués des ν_e par la distribution angulaire des électrons de recul. La diffusion élastique permet de retrouver l'énergie du neutrino incident à partir de l'énergie et de la direction de l'électron de recul, ces deux grandeurs étant obtenues à partir de la trace d'ionisation créée par cet électron. Le point crucial de cette expérience est la mesure de la direction, qui, pour être précise, nécessite la détection de *chaque* électron d'ionisation.

Cette détection est très difficile dans les conditions de fonctionnement requises pour l'expérience, car il faut un détecteur très rapide et ayant un gain suffisant pour détecter un électron unique. Ces exigences sont satisfaites à pression et température normales avec des chambres à plaques parallèles du type MICROMEGAS. La mise au point de ce détecteur à une pression de 20 bars est actuellement en phase de recherche et développement au laboratoire. Ce travail de thèse, qui a été fait en parallèle avec ces développements techniques, concerne la mise au point de logiciels spécifiques aux besoins de l'expérience.

Comme il n'y avait pas de traces réelles pour faire ces études, un premier programme permet de simuler la trace d'ionisation faite par un électron de recul dans les conditions de l'expérience, à partir du logiciel GÉANT 3.21 du CERN.

A partir de ces traces, une deuxième simulation permet d'évaluer l'efficacité des chambres MICROMEGAS utilisées pour la détection des électrons d'ionisation. Ce programme permet de contraindre certaines caractéristiques des chambres et de l'électronique utilisées pour la détection.

Nous comparerons ensuite les résolutions obtenues sur l'énergie de l'électron de recul pour différentes méthodes de mesure. Les résultats de ce travail posent là-aussi

des contraintes sur le schéma de l'électronique de détection à utiliser dans HELLAZ.

La simulation suivante permet de retrouver la direction initiale de l'électron de recul à partir du nuage d'ionisation. J'expliquerai son fonctionnement et la précision qu'elle permet d'obtenir. Bien qu'étant extrêmement difficile dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, cette mesure de la direction de l'électron de recul peut être effectuée avec une précision permettant ensuite de remonter au spectre des neutrinos.

Enfin, nous montrerons ce spectre neutrino reconstruit, en introduisant du bruit de fond radioactif et en tenant compte de la résolution angulaire issue de la simulation précédente. Ceci nous permettra de conclure sur la faisabilité du projet HELLAZ en ce qui concerne la R&D logiciels.

La première partie de ce manuscrit introduit le modèle standard minimal de la physique des particules et les propriétés du neutrino dans ce modèle. Les deuxième et troisième parties décrivent respectivement la théorie des oscillations et les résultats des différentes expériences sur les neutrinos solaires. La quatrième partie est consacrée à la description de l'expérience HELLAZ. Dans la dernière partie, nous présenterons les diverses simulations réalisées et leurs résultats, ainsi que les conclusions que nous pouvons en tirer.

Première partie

LE NEUTRINO

1. HISTORIQUE

L'histoire du neutrino commence en 1930 avec une proposition de W. Pauli cherchant à expliquer la forme du spectre en énergie des électrons émis dans la désintégration β ainsi que le spin de divers noyaux. En postulant l'existence d'une nouvelle particule, neutre, de spin 1/2, de très petite masse et interagissant très peu avec la matière, il permit ainsi de préserver le principe de conservation de l'énergie et la relation spin-statistique. Cette particule fut appelée neutrino en 1933 par E. Fermi lorsqu'il proposa la première théorie de la désintégration β du noyau.

La mise en évidence expérimentale effective du neutrino électronique (ou plus exactement de l'anti-neutrino électronique) date de 1956 (Cowan et al., 1956) grâce à une expérience proposée par Reines et Cowan (Reines et Cowan, 1953) utilisant la réaction β inverse induite par des anti-neutrinos de la centrale nucléaire de Savannah River $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Fred Reines reçut le prix Nobel en 1995 pour cette découverte.

Dès 1958, une magnifique expérience de M. Goldhaber (Goldhaber et al., 1958) permet de mesurer l'hélicité du neutrino.

Les premières théories traitant du problème de l'oscillation de neutrino apparaissent très tôt : par B. Pontecorvo (Pontecorvo, 1958) traitant de l'oscillation d'un anti-neutrino en neutrino, et un peu plus tard par Maki, Nakagawa et Sakata (Maki et al., 1962) puis de nouveau B. Pontecorvo (Pontecorvo, 1967) pour l'hypothèse du mélange des leptons et l'oscillation de saveur (ces termes seront expliqués plus en détail dans les parties suivantes).

Un second type de neutrino est découvert dans l'expérience de Brookhaven (Danby et al., 1962), le neutrino muonique, dont l'existence avait été prédite depuis longtemps par les théoriciens Inouë et Sakata (Sakata et Inouë, 1946). Cette découverte laisse penser qu'à chaque type de lepton est associé un neutrino. La découverte du troisième type de lepton, le tau, viendra quelques années plus tard au collisionneur $e^+ - e^-$ de Stanford (Perl et al., 1975), et il faudra attendre la fin du siècle et l'expérience DONUT pour observer le neutrino correspondant (Collaboration DONUT, 2001). Cette troisième famille doit être la dernière, d'après les mesures de la largeur du Z^0 faites au CERN (Collaboration L3, 1989; Collaboration ALEPH, 1989; Collaboration OPAL, 1989; Collaboration DELPHI, 1989) et à Stanford (Collaboration CDF, 1989; Collaboration MARKII, 1989).

L'expérience de Homestake (Davis et al., 1968) a mesuré le flux de neutrinos émis par le Soleil, qui est la source proche la plus importante en dehors de la Terre. Elle a ainsi pu montrer pour la première fois un déficit du nombre de neutrinos solaires détectés sur Terre. Ce résultat isolé ne permettait évidemment pas de choisir entre les différentes explications possibles (mauvaise prédiction des modèles solaires ou nouvelles propriétés du neutrino). De nouvelles expériences ont alors été élaborées pour essayer de confirmer ou d'infirmer les résultats de Homestake.

Gallex et Sage sont deux expériences basées sur le même principe que Homestake, mais pouvant détecter presque la totalité du spectre des neutrinos solaires. Les deux collaborations ont commencé à prendre des données en 1992, obtenant elles aussi un flux mesuré inférieur aux prédictions théoriques. A la même époque, l'expérience Kamiokande a elle aussi trouvé un déficit du nombre de neutrinos solaires détectés sur Terre. Cette expérience utilisait un dispositif expérimental totalement différent (confirmant ainsi que les résultats obtenus n'étaient pas dus à la méthode de détection utilisée) qui ne lui permettait de détecter que le haut du spectre de neutrinos solaires. Comme on le verra dans la partie III, toutes ces expériences n'ont pas trouvé le même déficit, ce qui peut s'expliquer à partir des théories d'oscillation.

D'autres indices en faveur des oscillations ont été apportés dès le milieu des années 80 par les résultats de plusieurs expériences étudiant les neutrinos atmosphériques (IMB, Kamiokande). Depuis cette époque, d'autres expériences utilisant le même type de sources ont confirmé (MACRO, Soudan 2) ou infirmé (Baksan, Fréjus, Nusex) ces résultats.

Durant les années 90, de nombreuses expériences utilisant des neutrinos émis par des accélérateurs ou des réacteurs ont, elles aussi, étudié les oscillations de neutrinos, contraignant de plus en plus les modèles. Là encore, certaines expériences (KARMEN2 et LSND) annoncent des résultats apparemment contradictoires.

Les résultats expérimentaux sur l'oscillation des neutrinos sont étoffés, mais la situation doit être clarifiée... Les résultats récents de l'expérience Super-Kamiokande (Suzuki, 2001) ont apporté de très fortes présomptions en faveur des oscillations et les expériences qui démarrent (SNO, K2K) et celles qui débiteront prochainement (Borexino, KamLAND, Boone) devraient permettre de clarifier cette situation.

2. LE NEUTRINO DANS LE MODÈLE STANDARD

2.1 *Le modèle standard*

2.1.1 *Classification des particules*

Dans le modèle standard de la physique des particules (MSPP), les particules et leurs interactions sont représentées par des champs quantiques, les interactions étant décrites par un Lagrangien exprimé en fonction de ces champs. Les caractéristiques des termes utilisés dans ces Lagrangiens sont obtenues à partir des symétries observées dans les interactions. Les symétries jouent un rôle primordial dans la construction du MSPP.

Les particules sont regroupées selon deux grandes catégories ayant des propriétés très différentes, suivant le comportement de la fonction d'onde décrivant une paire de particules identiques lors de l'échange des deux particules. La fonction d'onde décrivant un tel système pour des particules de spin demi-entier est antisymétrique, ce qui correspond à des objets suivant la statistique de Fermi-Dirac, appelés des fermions. Pour des particules de spin entier, qui suivent la statistique de Bose-Einstein, la fonction d'onde est symétrique dans l'échange des deux particules, on parle alors de bosons. La symétrie de la fonction d'onde à deux particules identiques à des conséquences très importantes sur les propriétés de ces particules. En effet, si deux particules identiques sont dans le même état quantique, la fonction d'onde du système est nécessairement symétrique dans l'échange des deux particules, ce qui ne peut être le cas que pour des bosons. On en déduit le principe d'exclusion de Pauli selon lequel deux fermions ne peuvent pas exister dans le même état quantique. Cela explique aussi l'existence de lois de conservation pour le nombre de fermions qui n'existent pas pour les bosons.

On fait aussi une distinction entre particule et antiparticule, ces dernières correspondant historiquement aux états d'énergie négative de la théorie de Dirac. Les antiparticules ont même spin et même masse que leurs particules, mais ont une charge et un moment magnétique de signe opposé.

Les constituants de base des fermions sont les leptons et les quarks, qui sont supposés être des particules élémentaires. Ce sont des assemblages de ces deux types

de fermions, par l'action d'échanges de bosons, qui forment la matière.

Les leptons

Les leptons ont une charge électrique entière : $q = 0$ ou $\pm|e|$. Il en existe trois saveurs (indiquées par les lettres e , μ , τ), chacune d'entre elle étant associée à un nombre leptonique (L_e , L_μ , L_τ) conservé dans une interaction¹. Dans le MSPP, les leptons apparaissent dans des doublets de la forme² :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

La conservation séparée des trois nombres leptoniques implique qu'il n'existe pas de mélange des saveurs pour les leptons, c'est à dire qu'un muon par exemple, ne peut pas changer spontanément de saveur pour devenir un électron, pas plus qu'un ν_e en ν_μ . On voit donc immédiatement qu'il sera difficile d'expliquer l'oscillation de neutrinos dans le cadre du modèle standard.

Les quarks

Comme pour les leptons, on place les quarks dans des doublets selon trois générations :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Les membres du haut ont une charge électrique $Q = \frac{2}{3}|e|$ et les membres du bas ont la charge $Q = -\frac{1}{3}|e|$.

Les quarks u (up) et d (down) forment un doublet d'isospin et ils sont équivalents pour l'interaction forte. Les autres quarks portent chacun un nombre quantique conservé dans l'interaction forte : s (strange) porte une charge d'étrangeté, à c (charm) est associé le charme, à b (bottom) et t (top) on associe les quantités bottom et top. On associe aussi un nombre baryonique, égal à $1/3$ pour les quarks et $-1/3$ pour les antiquarks. De plus, les quarks et les antiquarks portent respectivement une charge de couleur et d'anticouleur.

Contrairement aux leptons, le modèle standard prédit l'existence d'un mélange des quarks, via la matrice CKM (cf. section 2.1.4), qui permet à un quark de changer de saveur.

Les hadrons

Les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre et sont confinés par interaction

¹ La conservation du nombre leptonique par interaction faible n'est cependant pas toujours vraie.

² on verra dans la section 2.1.4 qu'ils apparaissent aussi dans des singulets.

forte dans les hadrons. Suivant le type et le nombre de quarks liés, on obtient deux catégories de particules : les mésons ou les baryons.

– Les mésons

Ce sont des assemblages du type de base $q\bar{q}$, c'est à dire un état lié d'un quark et d'un antiquark. Ils ont un spin entier donc leur nombre n'est pas conservé dans une interaction. Ils se désintègrent en donnant des leptons, des photons ou des mésons plus légers.

– Les baryons

Ce sont les états construits sur trois quarks qqq . Ils ont un spin demi-entier et sont soumis à la loi de conservation du nombre baryonique. Les baryons les plus légers, qui forment la matière ordinaire, sont le proton et le neutron, qui sont un assemblage des quarks u et d ($p \equiv uud$ et $n \equiv udd$).

2.1.2 Les interactions fondamentales

Les forces qui s'exercent entre particules sont la conséquence de quatre interactions fondamentales : la gravitation, l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. L'espoir des théoriciens est de construire une théorie permettant d'unifier ces quatre forces car on pense qu'elles sont la représentation, à différentes énergies, d'une interaction unique. Comme on le verra par la suite, une partie de ce travail a déjà été réalisé en unifiant l'électromagnétisme³ et l'interaction faible pour obtenir la force électrofaible.

Les interactions entre particules sont décrites par l'échange de particules nommées bosons de jauge, dont les propriétés intrinsèques (masse, charges, spin) sont intimement liées aux propriétés des interactions. La représentation de l'interaction des particules par des champs quantiques est visualisée à l'aide de diagrammes de Feynman, associés à des règles formelles, permettant en principe d'obtenir les sections efficaces des interactions.

La gravitation

Les lois de la gravitation ont été découvertes par Isaac Newton vers la fin du XVIIème siècle, puis elles ont été complétées au début du XXème siècle par Albert Einstein lorsqu'il formula la théorie de la relativité générale⁴.

Le quantum d'interaction gravitationnelle est le graviton, de masse nulle car la portée de la gravitation est infinie, et de spin $J = 2$ car il n'y a pas de masse négative. L'émetteur de graviton le plus simple est donc un quadrupôle.

³ Qui vient elle même de l'unification de l'électricité et du magnétisme par Maxwell.

⁴ Les lois de Newton ne sont plus qu'une limite à basse énergie de la théorie d'Einstein.

Cette force joue un rôle relativement faible en physique des particules, car les masses des particules élémentaires sont faibles, voire nulles. Le couplage gravitationnel peut être représentée par le terme⁵ $GM^2/4\pi \sim 4.6 \times 10^{-40}$ pour un proton, où $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ est la constante de Newton.

La force de gravitation agit sur toutes les particules, même celles de masse nulle, à cause de l'équivalence masse-énergie. En particulier, elle agit aussi sur le graviton. Ce type de théorie, où le boson médiateur de la force n'est pas neutre vis-à-vis de cette force, est dite non-abélienne.

Les théoriciens éprouvent de grandes difficultés pour créer une théorie quantique de la gravitation, or une théorie unifiée de toutes les forces ne semble être possible que par une description quantique.

L'interaction électromagnétique

La première théorie sur l'électromagnétisme a été décrite en 1864 par James Clark Maxwell. Dans cette théorie, les champs électriques et magnétiques sont représentés par des ondes électromagnétiques ce qui permet d'expliquer notamment les phénomènes d'interférences. Au début du siècle, Albert Einstein a utilisé le concept de quantum de lumière pour expliquer l'effet photoélectrique, introduisant ainsi la nature corpusculaire de la lumière.

La théorie quantique décrivant l'interaction électromagnétique est l'électrodynamique quantique (QED). Le boson véhiculant la force est le photon, électriquement neutre, de masse nulle et de spin $J = 1$. Il interagit avec toutes les particules munies d'une charge électrique.

L'interaction faible

La première théorie de l'interaction faible a été faite par Enrico Fermi en 1934, pour décrire la désintégration β , en utilisant une interaction de contact à quatre fermions. Des théories ultérieures ont utilisé une analogie avec l'électromagnétisme, en décrivant l'interaction faible à l'aide d'un quantum agissant entre des courants fermioniques, chaque fermion portant une charge faible g .

Les médiateurs de l'interaction sont trois bosons massifs, dont deux sont électriquement chargés, de spin $J = 1$. Ils interagissent avec toutes les particules munies d'une charge faible, c'est à dire toutes les particules! Mais, le couplage de ces bosons avec les particules est très faible, donc cette interaction n'est visible que lorsque les autres processus sont impossibles (par exemple si il y a violation de lois de conservations respectées par les autres interactions mais pas par l'interaction faible), ce qui rend son étude difficile. Les leptons, qui ne portent pas de charges de couleur et sont

⁵ Dans toute cette partie, on utilise la convention $\hbar = c = 1$.

donc insensibles à l'interaction forte (cf. paragraphe suivant), sont un bon test pour l'étude de cette interaction. Ces propriétés, comme on le verra dans la section 2.3, font du neutrino la particule idéale pour l'étude de l'interaction faible.

Les propriétés de cette interaction sont détaillées dans la section 2.2.

L'interaction forte

La première théorie décrivant l'interaction forte a été formulée en 1932 par Werner Heisenberg. Elle a été reformulée deux années plus tard par Hideki Yukawa qui a introduit le concept d'échange d'une particule messagère de l'interaction.

La théorie quantique décrivant l'interaction entre quarks est la chromodynamique quantique (QCD). Le boson médiateur de la force est le gluon, électriquement neutre, de masse nulle, de spin $J = 1$ et portant une charge de couleur. Il interagit avec les particules munies d'une charge de couleur, c'est à dire les quarks et les gluons! Il s'agit donc là aussi d'une théorie non-abélienne.

Une caractéristique importante de l'interaction forte est que la force qui s'exerce entre deux quarks augmente avec la distance qui les sépare, donnant lieu au confinement des quarks dans les hadrons.

2.1.3 L'unification électrofaible

Glashow(1961), Weinberg (1967) et Salam (1968) ont proposé une théorie de jauge unifiant l'interaction faible et l'électromagnétisme, basée sur le groupe SU(2) d'isospin faible I et le groupe U(1) d'hypercharge faible Y. Les bosons fondamentaux de ce modèle sont un isovecteur triplet $\mathbf{W}_\mu = W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(2)}, W_\mu^{(3)}$ pour SU(2) et un isosinglet B_μ pour U(1). Mais les bosons physiques de l'interaction faible doivent être massifs, ce qui permet de donner une portée faible à cette interaction et d'éliminer des divergences de la théorie à haute énergie. Grâce à un mécanisme de brisure spontanée de symétrie lié à l'introduction d'un scalaire doublet d'isospin⁶ qui rend la solution de masse nulle instable, on peut générer trois bosons massifs, notés W_μ^+ , W_μ^- et Z_μ^0 , le dernier A_μ (le photon) restant sans masse.

L'interaction d'un fermion avec les champs \mathbf{W}_μ et B_μ s'écrit :

$$\mathcal{L} = g\mathbf{J}_\mu \cdot \mathbf{W}_\mu + g'J_\mu^Y B_\mu \quad (2.1)$$

où \mathbf{J}_μ et J_μ^Y représentent les courants d'isospin et d'hypercharge du fermion, et g et g' sont leurs couplages à \mathbf{W}_μ et B_μ .

⁶ Le boson de Higgs.

En utilisant la relation de Gell-Mann - Nishijima, $Y = Q - I_3$, on réécrit le courant d'hypercharge sous la forme :

$$J_\mu^Y = J_\mu^{e.m.} - J_\mu^3 \quad (2.2)$$

où $J_\mu^{e.m.}$ est le courant électromagnétique couplé à la charge Q et J_μ^3 est la troisième composante du courant d'isospin \mathbf{J}_μ . En utilisant les relations 2.1 et 2.2, on peut réécrire la densité Lagrangienne sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= g (J_\mu^{(1)} W_\mu^{(1)} + J_\mu^{(2)} W_\mu^{(2)}) + g (J_\mu^{(3)} W_\mu^{(3)}) + g' (J_\mu^{e.m.} - J_\mu^{(3)}) B_\mu \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^- W_\mu^+ + J_\mu^+ W_\mu^-) + J_\mu^{(3)} (g W_\mu^{(3)} - g' B_\mu) + J_\mu^{e.m.} g' B_\mu \end{aligned}$$

où $J_\mu^\pm = J_\mu^{(1)} \pm i J_\mu^{(2)}$ et où on a fait intervenir l'expression des bosons chargés :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^{(1)} \pm i W_\mu^{(2)}) \quad (2.3)$$

Si on utilise l'expression des bosons neutres

$$W_\mu^{(3)} = \frac{g Z_\mu + g' A_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.4)$$

$$B_\mu = \frac{-g' Z_\mu + g A_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.5)$$

et que l'on pose $g'/g = \tan \theta_W$, on obtient alors :

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^- W_\mu^+ + J_\mu^+ W_\mu^-) + \frac{g}{\cos \theta_W} (J_\mu^{(3)} - \sin^2 \theta_W J_\mu^{e.m.}) Z_\mu + g \sin \theta_W J_\mu^{e.m.} A_\mu \quad (2.6)$$

Dans ce modèle, l'interaction contient trois types de courants :

- un courant faible qui connecte des fermions de charges différentes (par exemple, ν_e et e^-), couplé aux bosons chargés W^\pm
- un courant faible couplé au boson neutre Z^0
- un courant électromagnétique neutre couplé au photon.

On sait que le couplage du courant électromagnétique au photon est égal à e (Perkins, 1982), donc on peut faire l'identification

$$e = g \sin \theta_W \quad (2.7)$$

en utilisant le dernier terme de 2.6. L'angle θ_W est appelé angle de mélange (ou angle de Weinberg) et détermine la magnitude relative des sections efficaces de réactions par courants chargés et par courants neutres.

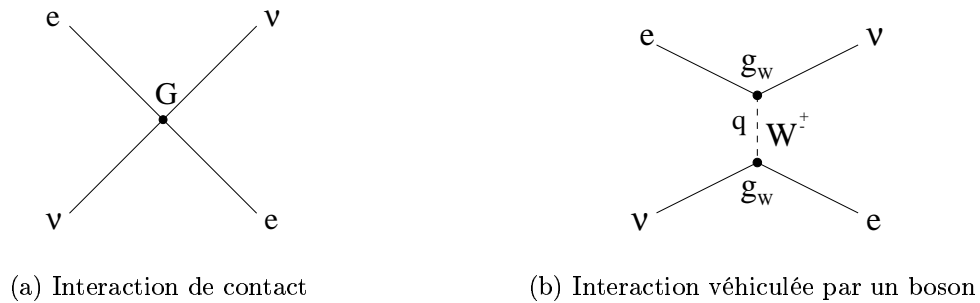


Fig. 2.1: Diffusion élastique $\nu - e^-$ par courants chargés.

Les diagrammes de la figure 2.1 représentent la diffusion élastique neutrino-électron, pour deux modèles différents. Le diagramme 2.1(a) est obtenu pour une interaction de contact, c'est à dire pour le modèle de Fermi (cf. section 2.2.2). Dans cette représentation, les éléments de matrice caractérisant l'interaction seront de la forme $G/\sqrt{2}$ où G est la constante de Fermi. En utilisant le graphe de la figure 2.1(b), où l'interaction nécessite cette fois l'échange d'un boson médiateur W de masse M_W et de moment q , on fait apparaître dans l'élément de matrice un terme inversement proportionnel au carré de l'énergie du boson. On a alors $M \sim \frac{g_W^2}{q^2 + M_W^2}$ où q représente le transfert d'impulsion. A la limite où q devient faible ($q^2 \ll M_W^2$), l'interaction devient ponctuelle, et les deux représentations précédentes deviennent équivalentes. On obtient donc l'équivalence :

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{g_W^2}{q^2 + M_W^2} \equiv \frac{G}{\sqrt{2}} \quad (2.8)$$

La limite de basse énergie nous permet donc d'obtenir l'égalité :

$$g_W = \left(\frac{GM_W^2}{\sqrt{2}} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

L'interaction de la figure 2.1(b) s'écrit sous la forme $\mathcal{L}_{cc} = g_W \cdot J^{lepton} \cdot W^+$. Par comparaison avec le premier terme de l'équation 2.6, on obtient l'égalité :

$$g_W = \frac{g}{2\sqrt{2}} \quad (2.10)$$

A partir des relations 2.7, 2.9 et 2.10, on obtient la formule permettant de trouver la masse des bosons chargés :

$$M_{W^\pm} = \left(\frac{e^2 \sqrt{2}}{8G \sin^2 \theta_W} \right)^{1/2} = \frac{37.4}{\sin \theta_W} \text{ GeV} \quad (2.11)$$

On peut aussi montrer que dans ce modèle, on a la relation

$$M_{Z^0} = \frac{M_{W^\pm}}{\cos\theta_W} = \frac{75}{\sin 2\theta_W} \text{ GeV} \quad (2.12)$$

permettant d'obtenir la masse du boson neutre Z^0 .

On a donc obtenu un modèle permettant de décrire l'interaction électrofaible en postulant l'existence d'un boson vecteur \mathbf{W}_μ triplet d'isospin et d'un boson vecteur B_μ . Par un mécanisme de brisure spontanée de la symétrie de jauge, ces bosons acquièrent une masse prédite par le modèle (elle ne dépend que de θ_W). Le couplage des bosons aux leptons est le même (e) pour tous les bosons et la faiblesse de l'interaction faible, comparée à l'interaction électromagnétique, s'explique par la masse des bosons qui diminue la portée de l'interaction. La structure des courants chargés et neutres présents dans le lagrangien 2.6 est détaillée dans la partie 2.2.

2.1.4 Mélange des quarks et des leptons

Dans le modèle de Glashow, Iliopoulos et Maiani (1970), ou modèle de GIM, où on considère les quatre quarks u , c , d et s , on peut écrire le terme de masse du Lagrangien sous la forme matricielle :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = (\overline{P}_R M_P P_L + \overline{P}_L M_P^\dagger P_R) + (\overline{N}_R M_N N_L + \overline{N}_L M_N^\dagger N_R) \quad (2.13)$$

où

$$P_{R,L} = \begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_{R,L}, \quad N_{R,L} = \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_{R,L}$$

et

$$M_P = \begin{pmatrix} m_u & 0 \\ 0 & m_c \end{pmatrix}, \quad M_N = \begin{pmatrix} m_d & 0 \\ 0 & m_s \end{pmatrix}$$

sont des matrices diagonales réelles contenant les masses des quarks. La forme du Lagrangien 2.13 signifie que les quarks u , c , d et s ont des masses bien définies, c'est à dire qu'ils sont états propres de propagation, avec les masses m_u , m_c , m_d et m_s .

Pour les quarks, le courant faible chargé s'écrit $J_\mu^\dagger = \overline{P}_L \gamma_\mu U N_L$.⁷ Dans le modèle de GIM, la matrice U s'écrit sous la forme :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

où θ_c est l'angle de Cabibbo. L'introduction de la matrice U dans le courant faible traduit le fait que les états propres de l'interaction faible ne sont pas les états propres

⁷ L'expression des matrices de Dirac γ_μ est donnée dans la section 2.2.1.

de masse des quarks, c'est à dire que les bosons faibles ne se couplent pas avec u , c , d et s , mais avec un mélange de ces quarks. D'après la forme de la matrice 2.14, les états propres faibles s'écrivent :

$$\begin{aligned} d_c &= d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ s_c &= -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{aligned} \quad (2.15)$$

On peut montrer que dans un modèle à quatre quarks, on peut se ramener, par des changements de phase de la base, à un seul paramètre pour la matrice U. L'expression 2.14 avec un angle de Cabibbo unique peut donc être prise pour forme la plus générale pour la matrice U.

On sait qu'il existe au moins six quarks, on peut donc généraliser le modèle de GIM pour les six quarks u , c , t , d , s et b . La forme du courant chargé (Kobayashi et Maskawa, 1973) peut s'écrire dans une base convenable :

$$J = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.16)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $i = 1, 2, 3$ et δ est une phase. L'angle de Cabibbo est l'angle θ_{12} et si on pose $s_{13} = s_{23} = 0$ (i.e. si t et b sont découplés), on retrouve bien la matrice 2.14. La matrice de l'expression 2.16 est appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, où matrice CKM, et elle représente le mélange des quarks dans l'interaction faible.

Dans le modèle standard, les nombres leptoniques de saveur L_e , L_μ et L_τ sont strictement conservés au cours d'une interaction, c'est à dire que les états propres de masse et de saveur des leptons sont identiques. Dans un tel schéma, il n'existe pas d'équivalent de la matrice CKM dans le secteur leptonique. On verra dans la partie 5 que si le neutrino est massif, on doit aussi introduire une matrice de mélange, la matrice MNS pour Maki - Nakagawa - Sakata (Maki et al., 1962), dans le secteur leptonique.

2.2 L'interaction faible

2.2.1 La théorie de Dirac

La théorie de Dirac permet de décrire les particules massives, relativistes, et de spin demi-entier, par des fonctions d'ondes à quatre composantes, et de définir les matrices γ (qui sont l'équivalent des matrices de Pauli). Ceci est utile pour obtenir notamment

la théorie V-A qui donne une description de l'interaction faible. La manière dont on obtient l'équation de Dirac

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi = 0 \quad (2.17)$$

et les matrices γ est expliquée dans l'annexe A.

2.2.2 L'interaction V-A

La théorie de la désintégration β a été développée par Fermi par analogie avec la théorie quantique de l'électromagnétisme (QED). Dans cette théorie, l'interaction électromagnétique est décrite par l'interaction de deux courants via l'échange d'un quantum, le photon. Par analogie, Fermi a donc décrit l'interaction $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ par l'élément de matrice :

$$M = G J_{Baryon}^W \cdot J_{Lepton}^W = G (\bar{\psi}_p O \psi_n) (\bar{\psi}_e O \psi_\nu) \quad (2.18)$$

La constante G spécifie la force de l'interaction, J_{Baryon}^W et J_{Lepton}^W sont les courants faibles baryoniques et leptoniques obtenus par analogie avec l'électromagnétisme. L'opérateur O caractérise les propriétés de l'interaction par une transformation de Lorentz, et il peut prendre 5 formes : scalaire (S), vecteur (V), tenseur (T), vecteur axial (A) et pseudo-scalaire (P). La formulation de Fermi diffère de l'interaction électromagnétique sur deux points : l'interaction est supposée être une interaction de contact (il n'y a pas d'échange de boson), et la charge électrique du baryon et du lepton change d'une unité (on parle d'interaction à courant chargé).

Écrite sous la forme 2.18, M est une quantité scalaire et conserve donc la parité. Comme la désintégration β ne conserve pas la parité, on introduit un facteur γ_5 dans le courant leptonique qui contient alors une partie scalaire et une partie pseudo-scalaire, et ne conserve donc plus la parité. On peut donc écrire l'interaction sous la forme plus générale :

$$M = \sum_i (\bar{\psi}_p O \psi_n) [\bar{\psi}_e O_i (C_i + \gamma_5 C'_i) \psi_\nu] \quad (2.19)$$

où $i=S, V, T, A, P$ et C_i et C'_i sont des constantes. On peut réécrire la partie leptonique sous la forme :

$$(C_i + C'_i) \bar{\psi}_e O_i \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi_\nu + (C_i - C'_i) \bar{\psi}_e O_i \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi_\nu \quad (2.20)$$

A partir de l'équation de Dirac 2.17 pour une particule non massive, on peut montrer que $(1 + \gamma_5) \psi_\nu$ représente un neutrino d'hélicité négative (neutrino gauche) alors que $(1 - \gamma_5) \psi_\nu$ représente un neutrino droit. Expérimentalement, on a détecté uniquement

des neutrinos gauches, donc on élimine le terme $(1 - \gamma_5)\psi_\nu$ de l'équation précédente en posant $C_i = C'_i$.

A partir des règles de commutation des différents opérateurs O_i , on réécrit la partie leptonique sous la forme :

$$\bar{\psi}_e O_i (1 + \gamma_5) \psi_\nu = \begin{cases} \bar{\psi}_e (1 + \gamma_5) O_i \psi_\nu & \text{pour } i = S, T, P \\ \bar{\psi}_e (1 - \gamma_5) O_i \psi_\nu & \text{pour } i = V, A \end{cases} \quad (2.21)$$

En utilisant les résultats expérimentaux des mesures d'hélicité de l'électron et avec les mêmes arguments que précédemment pour les neutrinos, on peut éliminer les termes S, T et P. L'élément de matrice 2.18 se réécrit donc :

$$M = G [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (C_V - \gamma_5 C_A) \psi_n] [\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu] \quad (2.22)$$

où on a remplacé les opérateurs par leurs expressions ($O_V = \gamma_\mu$ et $O_A = i\gamma_\mu \gamma_5$) et on a utilisé les propriétés⁸ de la matrice γ_5 .

La théorie V-A caractérise les courants leptoniques qui s'écrivent comme la différence d'un courant vecteur et d'un courant vecteur axial. A partir de cette formulation, on peut maintenant étudier l'interaction faible purement leptonique.

2.2.3 Courants chargés et courants neutres

Les courants leptoniques introduits dans la théorie de Fermi couplent des leptons de charges électriques différentes. Par exemple, le diagramme de la figure 2.2(a) représente l'interaction de deux courants électroniques qui s'écrit sous la forme :

$$[\bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_e] [\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}] \quad (2.23)$$

Ce type de courant qui change la charge électrique d'une particule de une unité est appelé courant chargé.

Le diagramme de la figure 2.2(b) représente la même interaction, c'est à dire la diffusion neutrino - électron, mais où cette fois le courant leptonique couple deux particules de même charge électrique. Dans la théorie de Fermi, ce type de terme est interdit, c'est à dire qu'on ne peut donc pas avoir une interaction de la forme :

$$[\bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}] [\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_e] \quad (2.24)$$

On peut tout de même obtenir un courant de ce type, appelé courant neutre, en modifiant l'expression 2.24 pour l'écrire sous la forme⁹ :

$$[\bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}] [\bar{\psi}_e \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma_5) \psi_e] \quad (2.25)$$

⁸ $\gamma_5^2 = 1$ donc $\gamma_5 \times (1 + \gamma_5) = 1 + \gamma_5$

⁹ L'interaction entre neutrino a la même forme car les neutrinos ont toujours une hélicité négative.



Fig. 2.2: Interaction par courants chargés et par courants neutres dans le cas de la diffusion électron - neutrino.

Avec un ajout de ce type, cette théorie peut rendre compte de l'existence des courants neutres, qui ont été observés expérimentalement. Mais un problème majeur vient alors de l'interaction supposée être de contact, car ceci entraîne une divergence¹⁰ de la théorie à haute énergie. Si au contraire, on suppose que l'interaction est véhiculée par un boson massif, on peut éliminer ces divergences. On est donc amené à introduire deux bosons chargés et un boson neutre, ce qui conduit naturellement à la théorie électrofaible...

2.3 Propriétés du neutrino

Dans le MSPP, le neutrino est un lepton neutre, il ne peut donc interagir avec d'autres particules que par interaction faible. C'est ce qui explique que, bien que son existence théorique ait déjà 70 ans, on connaisse relativement mal ses propriétés, car le neutrino est un vrai fantôme qui refuse d'interagir avec la matière. Cette section présente les principales caractéristiques du neutrino.

2.3.1 Chiralité et hélicité

Comme on l'a vu dans la section précédente, le neutrino est décrit par un champ ψ satisfaisant l'équation de Dirac 2.17. Un tel champ peut se décomposer en deux parties ψ_R et ψ_L par l'application de deux projecteurs :

$$\begin{cases} P_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \\ P_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \end{cases}$$

¹⁰ C'est à dire que la section efficace devient infinie.

$\psi_R \equiv P_R \psi$ et $\psi_L \equiv P_L \psi$ sont les composantes chirales droite et gauche du champ ψ . Ces composantes sont des invariants de Lorentz (si $m = 0$), c'est à dire qu'un champ chiral reste le même par changement de référentiel.

L'hélicité d'une particule est définie par la projection du spin \vec{s} de la particule sur la direction de son mouvement, donnée par l'impulsion \vec{p} :

$$H = \frac{\vec{p} \cdot \vec{s}}{|\vec{p} \cdot \vec{s}|} \quad (2.26)$$

Les fermions de spin 1/2 peuvent avoir deux états d'hélicité $H = \pm 1$. Pour une particule massive, l'hélicité dépend du référentiel d'observation et n'est donc pas équivalente à la chiralité. Une particule de masse m décrite par un champ gauche est essentiellement dans un état d'hélicité gauche ($H = -1$) avec un faible mélange (de l'ordre de m/E) d'état d'hélicité droit. Pour de faibles masses, ou à la limite ultra-relativiste ($m/E \ll 1$), ces deux grandeurs deviennent équivalentes.

Expérimentalement, on observe que les neutrinos ont une hélicité gauche, et on en déduit donc que le neutrino est une particule chirale gauche uniquement. C'est ce qui explique la dissymétrie dans le traitement des champs gauches et droits du modèle standard, et c'est ce qui entraîne la structure de l'interaction V-A.

2.3.2 Nature du neutrino

La notion de particule et d'antiparticule a été introduite naturellement par l'équation de Dirac. Dans le cas des particules électriquement chargées, on distingue aisément la particule de son antiparticule grâce au signe de la charge, mais pour des particules neutres, il est difficile de préciser en quoi une particule diffère de son antiparticule. Le concept de particule identique à son antiparticule a été introduit par Majorana (1937) et on parle alors de particule de Majorana. Dans le cas où particule et antiparticule sont distinctes, on parlera de particule de Dirac.

Pour visualiser la différence entre particules de Dirac ou de Majorana, on utilise l'argument de Kayser (1985). On suppose l'existence d'un neutrino **massif** d'hélicité gauche ν_L . En vertu de l'invariance sous la transformation CPT, il doit exister une image CPT de ν_L , qui est un antineutrino droit $\bar{\nu}_R$ (cf. fig. 2.3). De plus, comme une particule massive se déplace moins vite que la lumière, on peut se placer dans un référentiel où le neutrino gauche devient un neutrino droit ν_R . On distingue alors deux cas :

- Si $\nu_R \neq \bar{\nu}_R$, ν_R a alors sa propre image CPT, $\bar{\nu}_L$. On a donc quatre états différents avec une même masse correspondant à un neutrino de Dirac ν^D (cf. fig. 2.3a).
- Si au contraire, ν_R est identique à l'image CPT de ν_L , il n'y a que deux états de même masse, et on a alors un neutrino de Majorana ν^M (cf. fig. 2.3b).

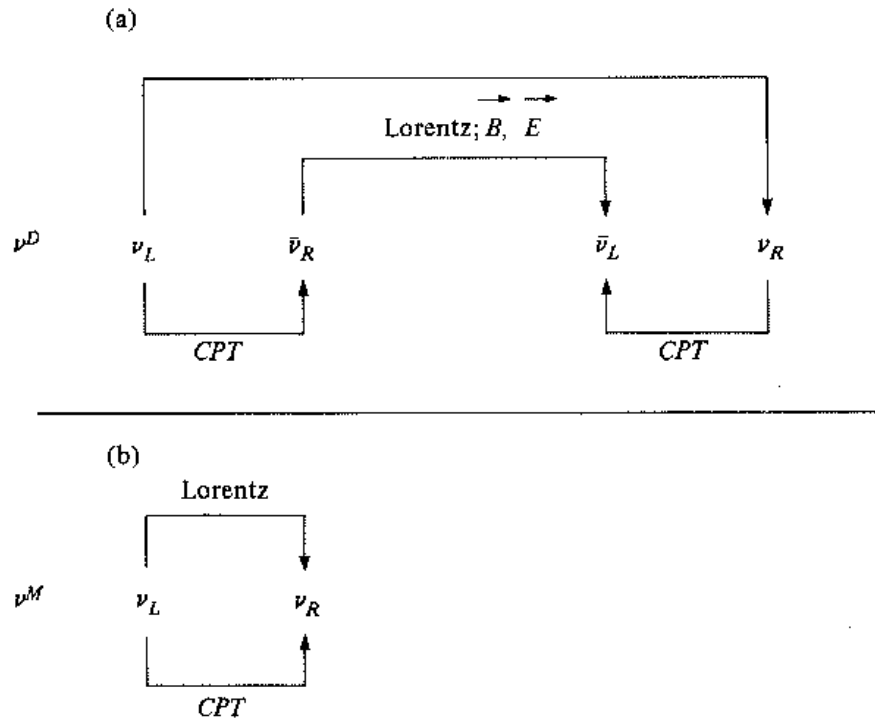


Fig. 2.3: Différence entre neutrino de Dirac et neutrino de Majorana (Boehm et Vogel, 1987).

Dans ce raisonnement, l'existence d'une masse non nulle du neutrino est essentielle. En effet, pour un neutrino non massif, qui se déplace à la vitesse de la lumière, on ne peut plus se placer dans un référentiel plus rapide que le neutrino, et on ne peut donc pas inverser l'hélicité. Donc, dans le cas d'un neutrino sans masse, les états $|\nu_L^D\rangle$ et $|\bar{\nu}_R^D\rangle$ sont totalement déconnectés des états $|\nu_R^D\rangle$ et $|\bar{\nu}_L^D\rangle$, ces derniers états n'ayant même pas besoin d'exister. On voit donc que pour des neutrinos de masse nulle, il n'y a plus de distinction entre neutrino de Majorana ou de Dirac.

2.3.3 Masse

La génération de la masse des particules est un point faible du modèle standard (cf. 2.4.1), celle-ci étant en fait des paramètres entrés 'à la main' dans le modèle d'après les résultats expérimentaux. Il existe plusieurs types d'expériences cherchant à mesurer la masse des neutrinos :

- Pour obtenir la masse du ν_e , certaines expériences cherchent les distorsions qu'elle introduirait dans la fin d'un spectre β . La meilleure limite actuelle sur cette masse, $m_{\nu_e} < 2.5$ eV, a été obtenue en utilisant la désintégration du

tritium (Weinheimer et al., 1999; Lobashev et al., 1999).

- Pour chercher la masse du ν_μ , on utilise la désintégration à deux corps du méson π ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$), qui permet d'obtenir comme limite (Assamagan, 1996) $m_{\nu_\mu} < 170$ keV.
- Enfin, une limite sur la masse du ν_τ est obtenue à l'aide de la désintégration du τ en cinq pions chargés ($\tau^- \rightarrow (5\pi)^- \mu_\tau$) : $m_{\nu_\tau} < 18.2$ MeV (Barate et al., 1998).

On obtient aussi des limites sur les masses en utilisant des méthodes plus indirectes : la double désintégration β sans émission de neutrino, les contraintes sur les paramètres cosmologiques, la recherche de moment magnétique du neutrino... et bien sûr, les expériences d'oscillations de neutrinos.

Aucune expérience n'a encore pu imposer de limite inférieure à la masse des neutrinos, donc celle ci est supposée nulle dans le modèle standard.

2.3.4 Propriétés électromagnétiques

L'existence d'un moment dipolaire électrique et magnétique du neutrino dépend de la nature de celui-ci. En effet, on peut montrer que pour un neutrino de Majorana, l'invariance par CPT¹¹ impose que ces moments soient nuls. Par contre, si le neutrino est une particule de Dirac, on peut montrer qu'il a un moment magnétique proportionnel à sa masse :

$$\mu_\nu = \frac{3G_{Fe}}{8\sqrt{2}\pi^2} m_\nu = 3.2 \times 10^{-19} m_\nu \mu_B$$

où m_ν est la masse du neutrino en eV et μ_B est le magnéton de Bohr. Dans le cadre du modèle standard, la masse du neutrino est nulle, on a donc aussi un moment magnétique nul.

On peut mesurer le moment magnétique du neutrino en étudiant la diffusion élastique neutrino - électron à basse énergie, comme cherche à le faire l'expérience MUNU (Amsler et al., 1997) au Bugey. Les résultats des expériences sur les neutrinos solaires peuvent eux aussi permettre l'étude du moment magnétique du neutrino, via le mécanisme de RSFP (Resonant Spin-Flavor Precession).

2.3.5 Désintégration

Dans le cadre du modèle standard, le neutrino a une masse nulle et doit donc être stable. Par contre, si sa masse est non nulle et si les nombres de leptons ne sont

¹¹ Le théorème CPT implique qu'une particule et son anti-particule ont des moments dipolaires opposés.

pas conservés séparément, les neutrinos de plus grande masse peuvent se désintégrer vers les états de plus faible masse. Les différentes expériences étudiant l'oscillation des neutrinos peuvent apporter des contraintes sur ce type de scénario.

2.4 Insuffisances du modèle standard

Le modèle électrofaible est divisé en trois secteurs. Le secteur de jauge (G) décrit les forces de la théorie, véhiculées par les bosons de jauge. Le secteur des fermions (f) contient les particules élémentaires du modèle (quarks et leptons). Enfin, le secteur de Higgs (H) a été introduit pour que les particules des deux autres secteurs soient massives. Le Lagrangien peut donc s'écrire de façon symbolique :

$$L = L(f, G) + L(H, f) + L(G, H) + L(G) - V(H)$$

Une première critique qu'on peut faire sur ce modèle vient du secteur des fermions. En effet, ceux-ci sont introduits comme étant des doublets gauches et des singulets droits, pour respecter l'asymétrie observée dans la nature. Mais cette asymétrie n'a aucune justification théorique et n'est pas contrainte par le modèle. C'est ce qui explique en partie la recherche de modèles plus symétriques que le modèle standard.

Une autre difficulté du modèle vient de la prévision de la masse des fermions et de leur mélange, c'est à dire du lien $L(H, f)$.

2.4.1 Masse des fermions

La masse des fermions est générée par le couplage entre les fermions et le boson de Higgs, après le mécanisme de brisure spontanée de symétrie qui permet l'apparition de termes de masse normalement interdits par la symétrie du modèle. Les masses obtenues sont des matrices représentatives du couplage entre les champs (qui ne sont pas les champs physiques) qui ont été introduits dans la théorie. En diagonalisant ces matrices, on obtient alors les masses réelles des fermions, c'est à dire les masses observables expérimentalement.

Une des faiblesses du modèle vient du fait que les termes de masses générés sont invariants, et ils ne sont pas contraints par d'autres termes du Lagrangien. Autrement dit, les termes de masses obtenus pour les fermions sont des paramètres libres de la théorie qui ne sont fixés qu'à partir des mesures expérimentales de ces masses. Le modèle n'a donc aucun pouvoir de prédiction sur la masse des fermions, il n'a même pas de pouvoir de prédiction sur celle du Higgs...¹² Il ne peut notamment pas expliquer

¹² C'est d'autant plus choquant qu'une des forces de ce modèle vient de sa prédiction de la masse des bosons de jauge (M_{W^+} , M_{W^-} , et M_{Z^0}).

la hiérarchie de masse observée entre les familles de leptons et entre les familles de quarks.

2.4.2 Mélange des quarks

Pour obtenir les masses des fermions, on doit diagonaliser des matrices de masses, ce qui se fait en introduisant des matrices unitaires.¹³ Ces matrices font le lien entre les champs introduits dans la théorie et les champs physiques. Lorsqu'on calcule les masses des fermions, en introduisant les champs physiques dans $L(H, f)$, ces matrices disparaissent automatiquement du Lagrangien (ce qui signifie que l'interaction des fermions avec le Higgs conserve la saveur).

Par contre, lorsqu'on introduit les champs physiques dans le Lagrangien $L(f, G)$ qui décrit l'interaction entre quarks via les bosons de jauge, ces matrices ne disparaissent pas.¹⁴ Il reste en fait un produit de deux matrices qu'on regroupe pour obtenir une matrice unique : la matrice de mélange (cf. formule 2.16). Là encore le modèle ne contraint pas cette matrice qui dépend de quatre paramètres (pour trois familles de quarks) à mesurer expérimentalement.

En ce qui concerne les leptons, le modèle standard ne prédit pas de mélange car le neutrino a une masse nulle.

2.4.3 Neutrino stérile

Nous verrons dans la troisième partie de ce mémoire que l'explication des résultats obtenus par diverses expériences nécessite l'existence de quatre neutrinos. Or le nombre de familles doit être égal à trois, d'après la mesure de la largeur du Z^0 .

Pour expliquer cette contradiction, les théoriciens supposent l'existence d'un neutrino dit *stérile*, qui n'interagit pas avec la matière et ne contribue pas à la largeur du Z^0 . Un candidat désigné est le neutrino droit, qui ne peut pas se coupler avec le Z^0 .

Le modèle standard ne prévoit pas l'existence de ces neutrinos stériles, et il ne peut notamment pas prédire leur nombre et leur masse. L'existence d'un tel type de neutrino nécessiterait donc une révision importante du modèle standard.

¹³ Une matrice unitaire est une matrice telle que $UU^\dagger = 1$.

¹⁴ En fait elles ne disparaissent pas uniquement pour les courants gauches chargés.

3. LA PRODUCTION DE NEUTRINOS

Les neutrinos sont produits naturellement dans différents types d'objets de l'univers. Ceux que l'on détecte sur Terre proviennent de quatre types de sources¹, dans quatre gammes d'énergie différentes. La section 3.1 décrira ces sources naturelles de neutrinos, en commençant par les très basses énergies des neutrinos fossiles jusqu'au très hautes énergies des neutrinos atmosphériques.

Les activités humaines peuvent elles aussi être des sources de neutrinos par l'intermédiaire des accélérateurs de particules et des réacteurs nucléaires. La section 3.2 sera consacrée aux propriétés de ces sources artificielles.

3.1 Sources naturelles

3.1.1 Neutrinos reliques

De la même façon qu'il existe un rayonnement fossile de photons emplissant l'univers, il existe aussi un fond cosmologique de neutrinos qui est une relique des premiers instants de l'univers. Ces neutrinos se sont découplés environ 1 seconde après le Big Bang, alors que l'univers avait une température de 1.3 MeV. À cette température, les neutrinos ne sont plus suffisamment énergétique pour produire des neutrons à partir des protons, alors que la réaction inverse (la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) se poursuit. Lorsque cet équilibre est rompu, le libre parcours moyen d'un neutrino devient supérieur à la taille de l'univers et il n'interagit plus avec le reste de l'univers.

Les neutrinos reliques ont gardé un spectre caractéristique de cette époque, puisqu'ils n'ont plus interagi depuis cet instant, mais avec une température moyenne beaucoup plus faible due à l'effet Doppler lors de l'expansion de l'univers (la température varie en $1/R$ où R est un facteur d'échelle). On peut connaître cette température à

¹ La radioactivité naturelle constitue une autre source qui sera abordée dans la partie IV.

partir de la formule (Peebles (1993)) :

$$T_\nu = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_0 = 1.95 \text{ K} \quad (3.1)$$

où $T_0 = 2.736 \pm 0.017 \text{ K}$ est la température du rayonnement fossile des photons (le facteur $4/11$ de cette formule vient du réchauffement subi par les photons lors de l'annihilation électron-positron, qui se produit *après le découplage* des neutrinos). Cette température correspond à des neutrinos d'énergie $E_\nu \sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ eV}$.

À l'équilibre, la densité de neutrinos est donnée par $n_\nu(T) = \frac{3}{4} n_\gamma(T)$, où le facteur $3/4$ est un facteur statistique lié à la nature différente des photons (bosons) et des neutrinos (fermions). Pour tenir compte de la différence de température entre les photons et les neutrinos, on doit corriger cette formule d'un facteur $4/11$ (car la densité est proportionnelle à T^3), ce qui donne :

$$n_\nu(T_\nu) = \frac{3}{11} n_\gamma(T_0) = 113 \text{ cm}^{-3} \quad (3.2)$$

Pour trois familles de neutrinos, on obtient donc une densité $\sim 340 \nu \text{ cm}^{-3}$. Malgré cette très forte densité², l'énergie de ces neutrinos reliques est beaucoup trop faible pour qu'on puisse les détecter pour le moment.

Par contre, cette forte densité peut avoir une importance cosmologique si les neutrinos ont une masse, en apportant une contribution à la densité de matière noire dans l'univers. Si la somme des masses des neutrinos est de l'ordre de 15 eV , cela permettrait d'expliquer la densité de matière non baryonique $\Omega_{\text{NB}} \sim 0.35$ (pour une constante de Hubble égale à $65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) de l'univers.

3.1.2 Le Soleil

Le Soleil est la source naturelle la plus importante de neutrinos vus sur Terre, avec un flux $\Phi \simeq 65 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. À l'aide de modèles théoriques expliquant la production d'énergie dans les étoiles (Richard et al., 1996; Bahcall et al., 1998; Brun et al., 1998), on peut prédire le spectre des neutrinos solaires (cf. annexe B).

Sur la figure 3.1, on peut voir le spectre³ obtenu à partir du modèle solaire de Bahcall, Basu & Pinsonneault (1998) :

- le flux le plus important est celui des neutrinos *pp*, produits à basse énergie, la fin du continuum se situant à 423 keV seulement. La mesure directe de ce flux, fortement contraint par la luminosité solaire, serait très intéressante, car il dépend très peu des modèles solaires.

² la densité de neutrinos solaire est environ 300 fois plus faible.

³ Les flux sont donnés en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les raies et en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ pour les continus.

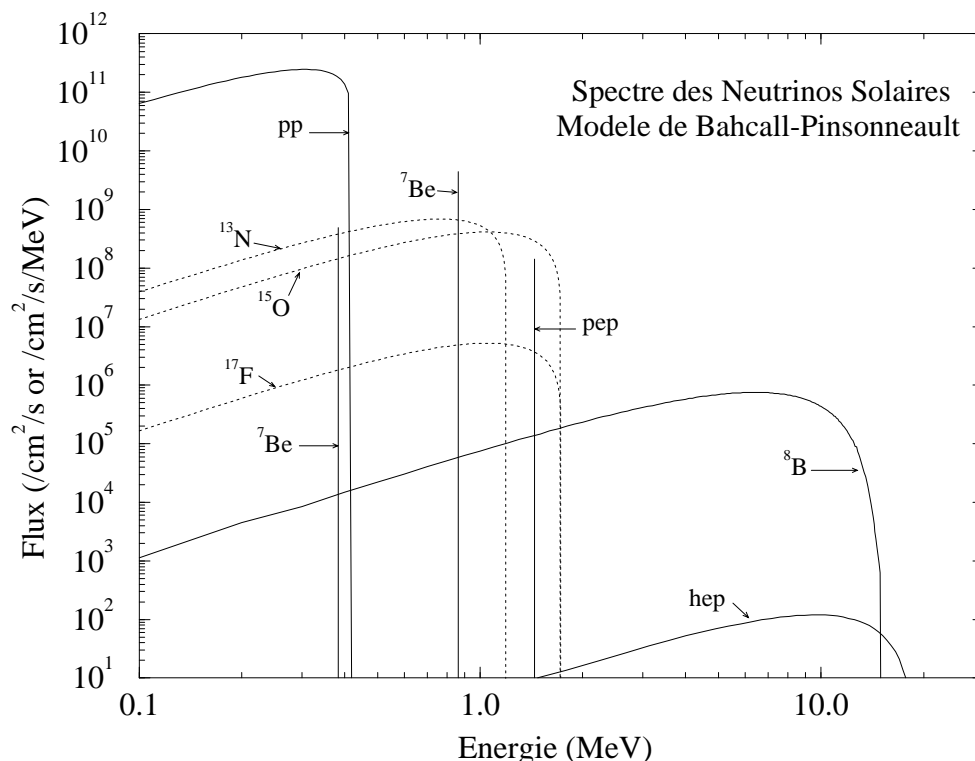


Fig. 3.1: Spectre des neutrinos émis par le soleil d'après Bahcall, Basu & Pinsonneault (1998).

- les neutrinos ${}^7\text{Be}$ forment une raie⁴ étroite à 861 keV et constituent le deuxième flux le plus important de neutrinos solaires ($\sim 10\%$ du flux pp).
- enfin, les neutrinos ${}^8\text{B}$ forment un spectre continu à "haute énergie", la fin du spectre se situant vers 15 MeV et le flux étant environ 4 ordres de grandeur en dessous du flux de pp . Ils constituent quand même une source importante pour les expériences neutrinos solaires ayant un seuil de détection élevé (ce qui permet de diminuer le bruit de fond radioactif).
- il existe aussi d'autres composantes dans ce spectre, mais leurs contributions sont beaucoup plus faibles par rapport aux autres sources dans la même gamme d'énergie. Pour le moment, ces sources sont donc moins utilisées dans l'analyse du problème des neutrinos solaires.

Les neutrinos sont créés dans les étoiles par des réactions nucléaires (cf. annexe B) qui ne produisent que des ν_e . Le Soleil est donc une source pure de neutrinos du type électronique.

⁴ il existe aussi une deuxième raie de neutrinos ${}^7\text{Be}$ à 383 keV qui est noyée dans le spectre pp .

3.1.3 Supernovæ

Lorsqu'une étoile est très massive, la température de son cœur devient très élevée, et la pression de dégénérescence électronique n'est plus suffisante pour s'opposer à la gravitation. Pour continuer à respecter le principe de Pauli malgré l'effondrement gravitationnel, les électrons sont capturés par les protons, pour former des neutrons et des neutrinos :



Cette phase de "neutronisation" produit environ 10 % du flux total de neutrinos émis par la supernovæ. Le reste du flux est produit par l'annihilation de paires, du type $e^+ + e^- \longrightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i$ où $i = e, \mu, \tau$ (ν_μ et ν_τ sont produits par courant neutre et ν_e par courant neutre et courant chargé).

L'énergie libérée lors de cet effondrement est emportée presque en totalité ($\gtrsim 99\%$) par les neutrinos. On peut estimer cette énergie en supposant qu'elle correspond à l'énergie de liaison de l'étoile à neutron résiduelle :

$$E \simeq \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \simeq 2 \times 10^{46} \text{ J} \quad (3.4)$$

pour une masse de $1.4 M_\odot$ ⁵ et un rayon de 15 km typiques d'une étoile à neutron. Cette énergie est distribuée de façon équiprobable entre les différentes espèces de neutrinos (Winter, 1991), ce qui correspond à un nombre plus élevé de ν_e (les espèces qui n'interagissent que par courant neutre sont à l'équilibre dans des régions plus internes du cœur et ont donc une énergie moyenne plus élevée).

Pour des nucléons ayant une énergie moyenne de l'ordre de 25 MeV, on peut calculer le nombre de neutrinos produits :

$$n_\nu \simeq \frac{E}{25 \times 1.602 \times 10^{-19}} \simeq 10^{58} \nu_e \quad (3.5)$$

Ce nombre énorme correspond à un flux observé sur Terre relativement faible, car les supernovæ se produisent statistiquement très loin de notre planète. Pour la supernova SN1987A qui a explosé dans le Grand Nuage de Magellan à 50 kpc de la Terre, le flux intégré a pu être calculé à partir des résultats des expériences IMB (Bratton et al., 1988) et Kamiokande (Hirata et al., 1988), et il était d'environ $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

On peut obtenir une relation entre la masse des neutrinos et la dispersion des temps d'arrivée et de l'énergie des neutrinos détectés sur Terre. En utilisant les données obtenues par les expériences Kamiokande et IMB pour SN1987A, on obtient ainsi une masse limite $m_\nu = 60 \text{ eV}$ (Hamilton, 1999).

⁵ c'est la masse de Chandrasekhar qui est la masse minimale à partir de laquelle la pression quantique des électrons dégénérés est vaincue par la gravitation

3.1.4 Rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont des particules chargées de haute énergie se déplaçant dans le milieu interstellaire. Ils sont essentiellement constitués de protons (89 %) et de noyaux d'hélium (10 %), les 1 % restant étant des noyaux plus lourds (carbone, oxygène, fer, ...). Leur gamme d'énergies est très étendue, de quelques MeV à plusieurs centaines⁶ de TeV, le flux maximum se situant vers 10 GeV.

Lorsque ces particules arrivent sur Terre, elles entrent en collision avec les noyaux d'azote ou d'oxygène de l'atmosphère et produisent une gerbe cosmique par un mécanisme de multiplication. En effet, l'interaction de cette particule primaire de haute énergie va produire (par interaction nucléaire) de nombreuses particules secondaires. Ces particules sont suffisamment énergétiques pour créer à leur tour de nouvelles particules... Les particules secondaires qui sont créées sont principalement des mésons π : les π^0 vont donner des électrons, qui vont initier des gerbes électromagnétiques, et les π^\pm donneront d'autres pions, qui finalement donneront des muons.

C'est à partir de la désintégration des pions chargés que sont créés les neutrinos dans ces gerbes cosmiques. En effet, le mode principal de désintégration (99,99 %) d'un pion chargé est :

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (3.6)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (3.7)$$

donc presque 100 % des neutrinos créés dans ces désintégrations seront de type muonique (la pollution par des neutrinos du type électronique est de l'ordre de 0.01 %). Les muons créés vont à leur tour se désintégrer et produire de nouveaux neutrinos. Le mode principal de désintégration (≈ 100 %) des muons est :

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad (3.8)$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad (3.9)$$

Au total, la désintégration d'un pion conduit donc à la production d'un électron (ou d'un positron) et de trois neutrinos, un de type électronique et deux de type muonique. Ce rapport entre le nombre de neutrinos électroniques et muoniques est relativement indépendant⁷ de l'énergie de la particule incidente. Il constitue donc une observable robuste (moins de 5 % d'incertitude), malgré les fortes incertitudes (~ 20 %) sur la prédiction du flux global de neutrinos. Dans la littérature, les neutrinos produits par ce type de source sont appelés neutrinos atmosphériques.

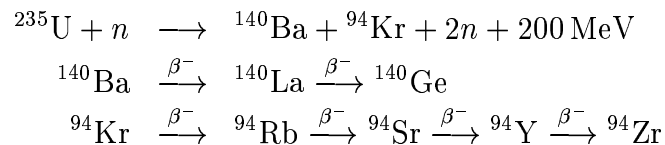
⁶ L'évènement le plus énergétique observé est de $\sim 10^{20}$ eV !

⁷ En fait ce rapport diminue quand l'énergie augmente, car les muons très énergétiques peuvent atteindre le sol avant de se désintégrer (Gaisser, 1999).

3.2 Sources artificielles

3.2.1 Réacteurs

Les réacteurs nucléaires utilisent la fission d'un noyau (principalement ^{235}U et ^{239}P) pour produire de l'énergie. Les produits de fission sont des émetteurs β et ils vont donc produire des neutrinos en se désintégrant. On peut avoir par exemple :



Dans ce schéma, chaque désintégration β^- est accompagnée de l'émission d'un anti-neutrino électronique, il y a donc eu 6 neutrinos émis pour une fission.

Il existe plus de 500 schémas de ce type, chacun d'entre eux produisant un nombre différents de neutrinos, avec un spectre d'énergie caractéristique de l'émetteur β utilisé. Le calcul théorique du spectre de neutrino est donc très complexe, mais des mesures permettent de le connaître avec une bonne précision, de l'ordre de 3 % (Achkar et al., 1995; Boehm et al., 2000).

Le flux de neutrinos émis est calculé à partir de la puissance thermique fournie par le réacteur (~ 3 à 10 GW) et du nombre moyen de neutrinos émis par fission ($\sim 6 \bar{\nu}_e$). Les réacteurs sont donc des sources intenses de neutrinos, avec des flux typiques de $10^{20} - 10^{21} \nu \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à des flux observés de l'ordre de $10^{11} \nu \cdot \text{s}^{-1}$ au niveau du détecteur (pour un détecteur situé à 100 m du réacteur).

Les neutrinos émis par ce types de sources sont des $\bar{\nu}_e$ de basse énergie (voir figure 3.2), et ils sont détectés avec une énergie moyenne de 3 - 4 MeV.

Les neutrinos de réacteurs ont une importance historique, puisque c'est à partir d'une telle source qu'a eu lieu la découverte expérimentale du neutrino par Reines & Cowan à Savannah River (Reines et Cowan, 1953).

3.2.2 Accélérateurs

Les accélérateurs de particules produisent eux aussi de nombreux neutrinos, qui sont des produits de désintégration des particules créées lors des collisions de faisceaux. Ces collisions peuvent être de différentes natures (électron - proton, électron - positron, proton - proton, proton - antiproton, ions...), elles produisent donc des particules de types variés, et les faisceaux de neutrinos ainsi créés ont donc des compositions différentes.

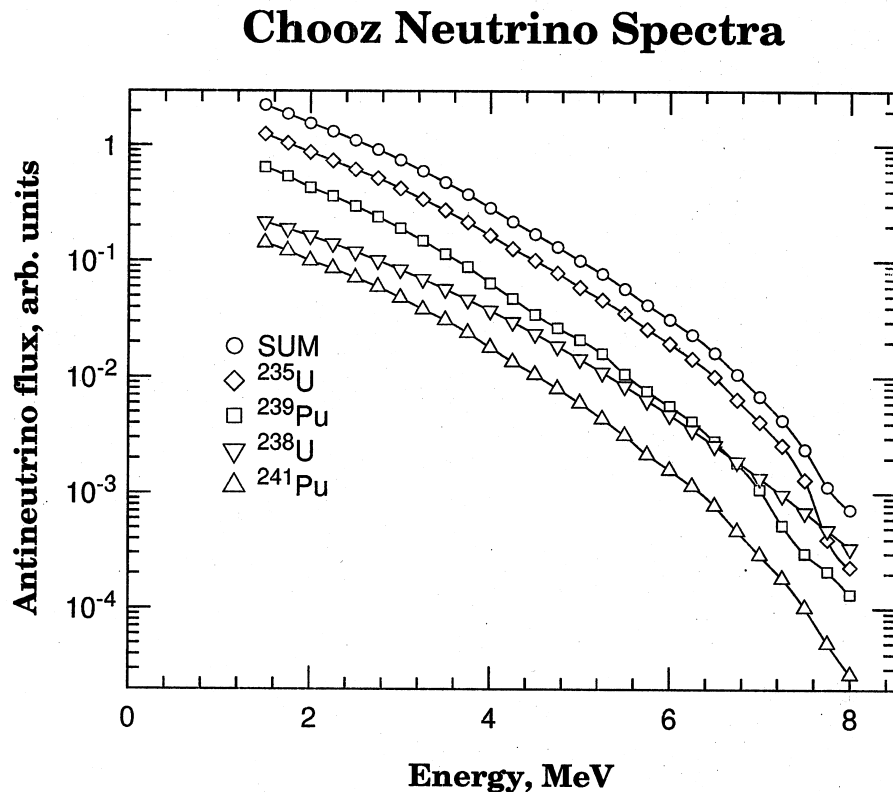


Fig. 3.2: Exemple de spectre d'antineutrinos du réacteur Chooz (Collaboration Chooz, 1993).

Par exemple, les expériences NOMAD et CHORUS utilisent l'arrêt d'un faisceau de proton de 450 GeV sur une cible de beryllium (Mezzetto et al., 2001; Ludovici et al., 2001). Les particules issues de cette collision sont en majorité des pions qui se désintègrent en vol en produisant des muons et des neutrinos (cf. éq. 3.6). Ces muons se désintègrent en produisant des électrons et d'autres neutrinos (cf. éq. 3.8). Le faisceau de neutrinos obtenu avec ce dispositif est essentiellement composé de ν_μ d'énergie moyenne 23.5 GeV.

L'expérience KARMEN (Eitel et al., 2001) utilise un faisceau de protons de 800 MeV sur une cible de Ta-D₂O. Les pions (π^+ uniquement car les π^- sont absorbés par les noyaux de la cible) se désintègrent à l'arrêt en produisant des ν_μ et des μ^+ qui se désintègrent eux aussi à l'arrêt en produisant des $\bar{\nu}_\mu$, des ν_e et des e^- . Toutes les désintégrations se produisant à l'arrêt, on obtient alors un flux isotrope de neutrinos ayant une répartition identique en saveur et dont les spectres en énergies

sont parfaitement définis (une raie à 29.8 MeV pour ν_μ et un spectre continu allant jusqu'à 52.8 MeV pour $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e).

L'avantage de ces types de faisceau est qu'ils sont adaptables au type de recherche que l'on veut effectuer. En fonction des caractéristiques de la source et de la cible utilisées, et du type de désintégration (en vol ou à l'arrêt), on peut changer la composition en saveur et l'énergie moyenne des neutrinos émis. On peut aussi obtenir un faisceau de neutrinos de faible ouverture qui sera donc encore détectable à de grandes distances de la source (cf. partie 9). De plus, on connaît la date de création des neutrinos, ce qui permet de réduire le bruit de fond, et on peut diminuer l'erreur systématique des expériences en comparant le signal mesuré avec ou sans faisceau⁸.

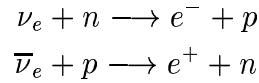
⁸ Cette dernière remarque est aussi valable pour les neutrinos produits dans les réacteurs, mais l'analyse est un peu plus complexe.

4. LES MÉTHODES DE DÉTECTION

On peut détecter les neutrinos par deux types de réactions, la réaction β inverse (ou plus généralement, les réactions élastiques par courant chargé) et la diffusion sur un électron ou sur un noyau. Cette section explique les caractéristiques de ces processus et leurs intérêts pour l'étude des oscillations.

4.1 La désintégration β inverse

La réaction β inverse est l'absorption d'un (anti) neutrino par un (proton) neutron, donnant un (neutron) proton et un (positron) électron :



Plus généralement, on peut détecter les neutrinos par les réactions à courant chargé sur un noyau :

$$\nu_l + (Z, A) \longrightarrow (Z + 1, A) + l^- \quad (4.1)$$

$$\bar{\nu}_l + (Z, A) \longrightarrow (Z - 1, A) + l^+ \quad (4.2)$$

où $l = e, \mu, \tau$ représente les différents saveurs leptoniques et (Z, A) est un noyau de charge Z et de masse A .

Ces réactions ne peuvent se produire qu'au dessus d'un seuil donné par la différence de masse des particules de l'état initial et de l'état final. La valeur de ce seuil dépend donc du noyau utilisé, ce qui explique les seuils des différentes expériences radiochimiques (cf. partie 7). Cela explique aussi l'impossibilité de faire des expériences d'apparition de μ ($m_\mu \sim 106$ MeV) et de τ ($m_\tau \sim 1.8$ GeV) avec les neutrinos solaires, car les masses de ces leptons sont trop élevées par rapport à l'énergie de ces neutrinos (≤ 30 MeV).

La section efficace de la réaction β inverse est donnée par (Yamaguchi, 1960) :

$$\sigma(E_\nu) = \frac{2\pi^2 h^3}{m_e^5 f \tau_n} (E_\nu - \Delta M) [(E_\nu - \Delta M)^2 - m_e^2]^{1/2} \quad (4.3)$$

où E_ν est l'énergie de l'antineutrino, $\Delta M = M_n - M_p = 1.293$ MeV, $\tau_n = 886.7 \pm 1.9$ s est la durée de vie du neutron et f est le facteur d'espace de phase. Le facteur $(f\tau)$ remplace les éléments de matrice nucléaire¹ qui apparaissent dans la formule théorique de la section efficace.

Cette section efficace a une dépendance quadratique en énergie, elle devient donc relativement grande à haute énergie. On peut voir sur le tableau 4.1 la section efficace de capture d'un neutrino électronique par un noyau (chlore ou gallium) pour différentes sources de neutrinos solaires. La section efficace est du même ordre de grandeur que celle de la diffusion élastique pour les neutrinos les moins énergétiques ($E_\nu \leq 1$ MeV), mais elle est déjà nettement plus grande pour les neutrinos du ⁸B.

Si on néglige l'énergie de recul du neutron, on peut retrouver l'énergie de l'antineutrino incident à partir de la relation $E_\nu = E_{e^+} + E_{seuil}$. Pour la réaction de capture d'un neutrino par un noyau, on obtient une relation similaire $E_\nu = E_{e^+} + E_{seuil} + E^*$, où le terme supplémentaire E^* est l'énergie d'excitation du noyau fils. Cette énergie peut être mesurée lors de la désexcitation radiative du noyau.

Expérimentalement, cette interaction peut être utilisée de deux manières :

- Dans les expériences dites radiochimiques, on utilise des noyaux cibles ${}^Z X$ dont les noyaux fils ${}^{Z+1} Y$ ont une durée de vie relativement longue ($t_{1/2}$ de plusieurs jours) et redonnent le noyau cible initial par capture électronique (voir la partie III sur les expériences de neutrinos solaires).
- Pour pouvoir détecter les événements en temps réel, il faut utiliser des noyaux cibles qui se désexcitent beaucoup plus rapidement, en émettant un ou plusieurs photons (ce que prévoit de faire le projet LENS en utilisant le noyau d'ytterbium ${}^{176} Yb$).

Les qualités et les défauts de cette interaction sont comparés à ceux de la diffusion élastique neutrino - électron dans la partie 4.3.

4.2 La diffusion élastique

La diffusion élastique peut se produire sur un électron ou sur un noyau. Cette dernière forme est très difficile à utiliser expérimentalement dans la gamme d'énergie des neutrinos solaires, elle ne sera donc pas abordée dans ce travail.

La diffusion élastique neutrino - électron est une réaction purement leptonique durant laquelle un neutrino transfère une partie de son impulsion à un électron initialement au repos (cf. figure 4.1).

¹ En général, on ne sait pas calculer ces éléments de matrice, alors qu'on peut connaître la valeur de $(f\tau)$ en étudiant le processus inverse d'une réaction (la capture électronique dans le cas de 4.1).

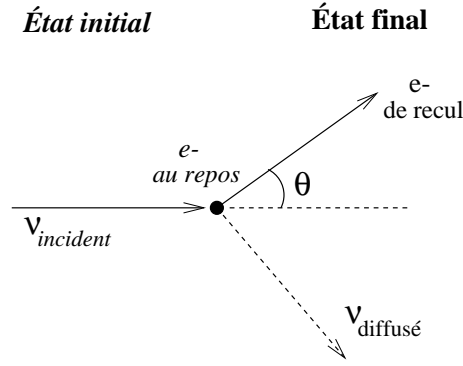


Fig. 4.1: La diffusion élastique neutrino - électron.

Comme on peut le voir sur la figure 2.2, cette interaction peut se produire par courant neutre (CN) et/ou par courant chargé (CC), en fonction de la saveur des deux leptons :

$$\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^- \rightsquigarrow \text{CN } (x \neq e) \quad (4.4)$$

$$\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^- \rightsquigarrow \text{CN} + \text{CC} \quad (4.5)$$

Les neutrinos en provenance du Soleil sont de type électronique (s'il ne se passe rien entre la production et la détection) donc nous sommes dans le cas 4.5 et la diffusion peut se faire par courant neutre et par courant chargé. La section efficace différentielle est alors donnée par la formule ('t Hooft, 1971) :

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{G^2 m_e}{2\pi} \times \left[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right] \quad (4.6)$$

où $g_A = 1/2$ et $g_V = 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$ sont les constantes de couplage axial et vectoriel données par la théorie V-A, T_e est l'énergie cinétique de l'électron de recul et E_ν est l'énergie du neutrino incident.

Pour obtenir la section efficace totale, il suffit d'intégrer l'équation 4.6 sur l'intervalle $[T_{min}; T_{Max}]$ des énergies permises pour l'électron de recul. L'énergie minimale T_{min} est fixée par le seuil de détection de l'expérience et T_{Max} (cf. relation 4.9) est une contrainte liée à la cinématique de la réaction. On peut voir sur le tableau 4.1 la section efficace totale de diffusion élastique $\nu_e - e^-$ pour diverses sources de neutrinos solaires (avec $T_{min} = 0$).

La formule 4.6 et les valeurs du tableau 4.1 ne tiennent pas compte des corrections radiatives qui sont faibles dans la gamme d'énergie des neutrinos solaires. Elles sont de l'ordre de 2 % (Bahcall et al., 1995) pour la section efficace intégrée et à peu près indépendantes de l'énergie.

Sources	$\sigma(\nu_e - e^-)$	$\sigma(\nu_\mu - e^-)$	$\sigma(\nu_e - {}^{37}\text{Cl})$	$\sigma(\nu_e - {}^{71}\text{Ga})$
pp (≤ 420 keV)	11.6	3.1	0.0	11.8
${}^7\text{Be}$ (862 keV)	59.3	12.6	2.4	73.2
pep (1.442 MeV)	112	21.7	16	215
${}^8\text{B}$ (≤ 15 MeV)	6.08×10^2	1.04×10^2	1.06×10^4	2.43×10^4

Tab. 4.1: Comparaison des sections efficaces totales ($\times 10^{-46}$ cm²) de diffusion élastique neutrino - électron et de réaction β inverse sur du chlore et du gallium pour différentes sources de neutrinos solaires (Bahcall, 1989).

Dans ce tableau, on a aussi reporté les valeurs de la section efficace de diffusion élastique $\nu_\mu - e^-$ (valable aussi pour $\nu_\tau - e^-$). Cette interaction ne peut se produire que par courant neutre (4.4), sa section efficace est donc naturellement plus faible que pour un neutrino de type électronique. On retiendra que dans la gamme d'énergie des neutrinos solaires, on a la relation moyenne :

$$\frac{\sigma_{\nu_e - e^-}}{\sigma_{\nu_\mu - e^-}} \sim 5 - 6 \quad (4.7)$$

La figure 4.2 montre la section efficace de diffusion élastique intégrée sur l'énergie de l'électron de recul pour $T_{min} = 0$ et pour différents saveurs du neutrino incident.

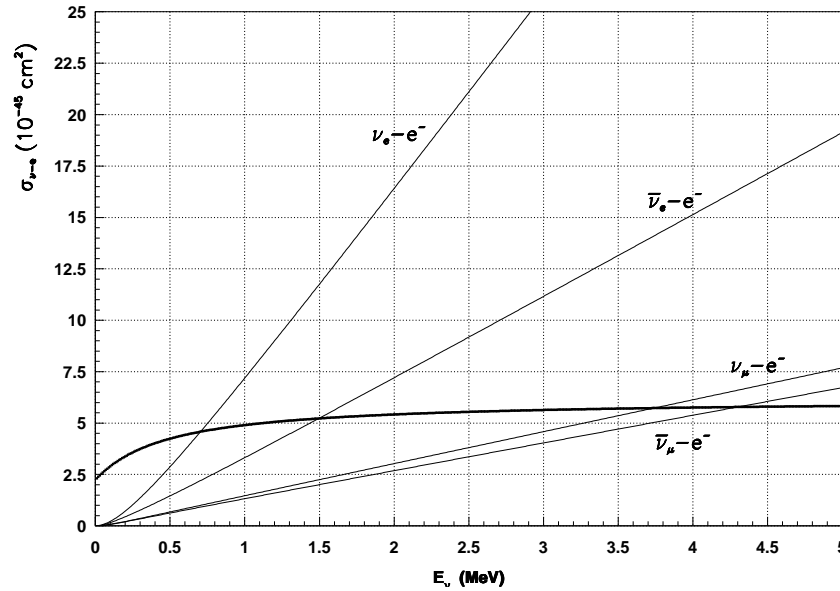


Fig. 4.2: Section efficace de diffusion élastique intégrée sur l'énergie de l'électron de recul pour $T_{min} = 0$ et pour différents saveurs du neutrino incident. La courbe en gras représente le rapport de la formule 4.7.

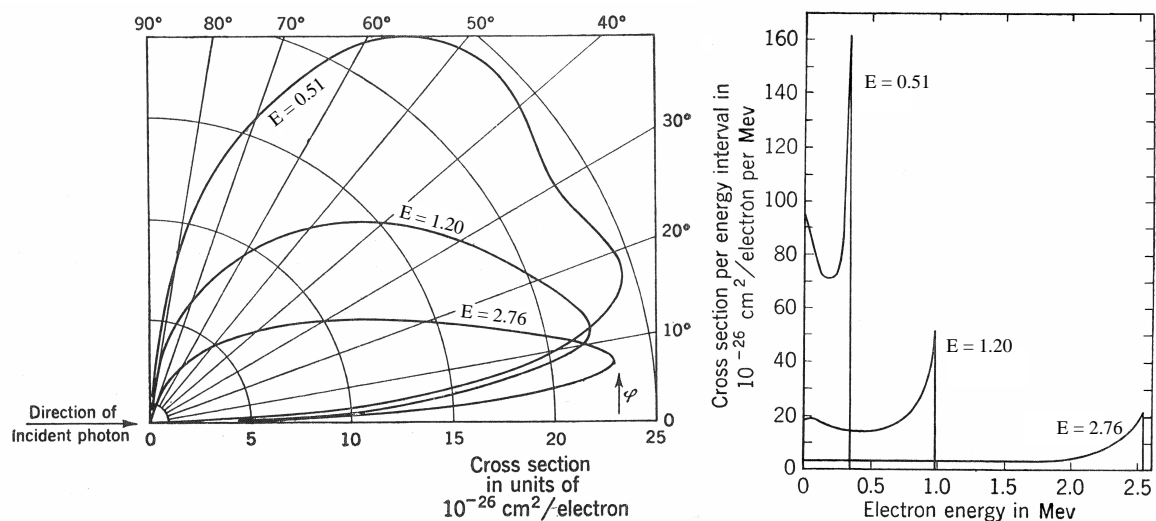
La cinématique de la réaction est obtenue en appliquant la conservation de l'impulsion et de l'énergie entre l'état initial et l'état final. On obtient alors la formule classique de la diffusion élastique liant l'énergie E_ν du neutrino incident, l'angle de diffusion² θ et l'énergie cinétique de l'électron T_e :

$$E_\nu = \frac{m_e T_e}{p_e \cos \theta - T_e} \quad (4.8)$$

où m_e et p_e sont la masse et l'impulsion de l'électron de recul. A partir de cette formule, on peut calculer l'énergie maximale que peut acquérir l'électron (donnée pour une diffusion vers l'avant i.e. $\theta = 0$) :

$$T_{max} = \frac{E_\nu}{1 + m_e/2E_\nu} \quad (4.9)$$

Les deux formules précédentes sont équivalentes à celles de l'effet Compton où le neutrino joue le rôle du photon. La figure 4.3 montre deux distributions caractéris-



(a) Distributions angulaires des électrons.

(b) Distributions en énergie des électrons.

Fig. 4.3: Distributions caractéristiques de la diffusion Compton (Evans, 1955) : (a) distribution angulaire des électrons Compton et (b) distribution de l'énergie des électrons Compton, en fonction de l'énergie E (en MeV) du photon incident.

² L'angle de diffusion est l'angle entre la direction du neutrino incident et celle du neutrino diffusé. Par commodité, c'est l'angle entre la direction du neutrino incident et celle de l'électron de recul qui est appelé angle de diffusion.

tiques de l'effet Compton. Sur la figure 4.3(a), on voit que la distribution angulaire des électrons suit des lobes de plus en plus fermés quand l'énergie du neutrino augmente. C'est grâce à cette diffusion vers l'avant déjà très prononcée pour des neutrinos de quelques MeV que la distribution angulaire des électrons dans Super-Kamiokande (voir la fig.1 de (Smy, 2001)) est fortement piquée dans la direction opposée à celle du Soleil³. Une autre conséquence de la formule 4.9 est la forme de la distribution de l'énergie des électrons de recul (fig. 4.3(b)), qui a un front très net dont la position dépend de l'énergie du neutrino incident. C'est en utilisant cet effet que la future expérience Borexino veut mesurer le flux de neutrinos ⁷Be.

On voit donc que cette interaction permet de retrouver l'énergie du neutrino à partir de l'angle de diffusion θ et de l'énergie de l'électron de recul T_e . Mais comment retrouver ces grandeurs ?

Cherenkov

La première méthode, qui est utilisée notamment dans l'expérience SuperKamiokande, consiste à utiliser le rayonnement Cherenkov émis par l'électron diffusé. L'émission de lumière ne peut se produire que pour une particule chargée dont la vitesse β est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu traversé, c'est à dire pour $\beta n > 1$. Cette émission n'est donc possible qu'au dessus d'un seuil en énergie donné par la relation (Knoll, 1989) :

$$E_{Seuil} = m_e c^2 \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} \right) \quad (4.10)$$

où n est l'indice du milieu traversé.

La lumière Cherenkov est émise à un angle θ_c avec la direction de l'électron, donné par la formule $\cos \theta_c = 1/(\beta n)$, ce qui permet en théorie de retrouver la direction de l'électron. Le nombre de photons émis par unité de longueur et d'énergie est :

$$\frac{d^2 N}{dE dx} \approx 370 \sin^2 \theta_c \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \quad (4.11)$$

On peut donc retrouver l'énergie de la particule incidente en comptant le nombre de photons émis. Ce nombre est très faible lorsqu'on est proche du seuil (éq. 4.10) et la limite expérimentale est en fait fixée par le nombre minimal de photons que doit émettre la particule incidente pour retrouver son énergie et sa direction avec une précision suffisante. Par exemple, pour l'expérience SuperKamiokande, le seuil a été fixé à 5.5 MeV alors que la formule précédente donne un seuil de ~ 264 keV pour l'eau ($n = 1.33$).

³ Ce qui permet de réduire le bruit de fond dans Super-K malgré la faible résolution angulaire.

Ionisation

Cette méthode consiste à utiliser les électrons d'ionisation créés par l'électron de recul en se déplaçant dans la matière. L'énergie de l'électron diffusé est obtenue en comptant le nombre d'électrons d'ionisation créés. La direction θ est définie par la direction de la trace à l'origine. Cette méthode qui sera utilisée dans HELLAZ est expliquée en détail dans les parties IV et V de ce travail.

4.3 Comparaison de la diffusion élastique et de la réaction β inverse pour l'étude en temps réel des neutrinos solaires.

Pour savoir quelle interaction est la plus appropriée à l'étude des neutrinos solaires, il faut d'abord définir les critères décisifs de cette étude. Comme on le verra dans la partie IV, HELLAZ est une expérience sur les neutrinos solaires se voulant de "troisième génération" qui a un objectif très ambitieux : **obtenir le spectre des neutrinos solaires de basse énergie**. Pour cela, l'interaction utilisée doit :

1. permettre de retrouver l'énergie du neutrino incident
2. être possible à basse énergie (seuil $E_\nu \lesssim 200$ keV)
3. avoir une section efficace connue très précisément
4. permettre d'obtenir un bon rapport signal sur bruit

Comme nous venons de le voir, le premier point peut être satisfait pour ces deux interactions. La différence principale entre les deux méthodes vient de la nécessité de connaître une direction dans le cas de la diffusion, alors que la réaction β inverse ne requiert que des mesures d'énergie (pour une expérience en temps réel du type LENS). Une conséquence directe est que la diffusion permet d'établir l'origine solaire du signal mesuré, ce que ne permet pas l'autre méthode.

La diffusion élastique peut se produire quelle que soit l'énergie du neutrino incident, elle ne met donc pas de limite inférieure de principe à l'énergie accessible⁴. La réaction d'absorption d'un neutrino par un noyau a, par contre, un seuil au-dessous duquel l'interaction ne peut pas se produire. On peut néanmoins atteindre des seuils relativement bas en sélectionnant des noyaux cibles appropriés⁵.

La section efficace de diffusion élastique (éq. 4.6) est très bien déterminée par le modèle standard et peut être connue très précisément. Par contre, la section efficace de la réaction β inverse sur un noyau est obtenue par des mesures expérimentales.

⁴ Par contre, il sera tout de même nécessaire de mettre une telle limite pour améliorer le rapport signal sur bruit (cf. 10.2.2).

⁵ Seuil de 301 keV pour le noyau d'ytterbium (Raghavan, 1997) du projet LENS (Cribier, 1999), ce qui laisse une centaine de keV pour pp .

Ces mesures, qui sont valables pour la source ayant servi à la calibration, sont utilisées pour les neutrinos solaires, ce qui peut entraîner de fortes incertitudes⁶. Après avoir effectué une calibration avec une source de ^{51}Cr , la collaboration GALLEX annonce (Anselmann et al., 1995) par exemple comme incertitude $^{+18\%}_{-6\%}$ pour la section efficace d'interaction des neutrinos du ^7Be sur le noyau de ^{71}Ga .

Une des difficultés inhérentes à l'utilisation de la diffusion élastique est la discrimination du bruit de fond, car le seul signe observable de cette interaction est la mise en mouvement d'un électron de basse énergie, ce qui peut être induit ou simulé par d'autres processus : diffusion Compton, émetteurs β^- ou noyau de recul. On verra dans la partie 12.3 comment on peut diminuer le bruit de fond dans HELLAZ pour obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant. Ce point semble moins problématique pour une expérience utilisant une réaction du type (éq. 4.1), car un photon n'induit pas de réaction β inverse, et de plus il existe une signature caractéristique de cette interaction : la mise en mouvement d'un électron puis la désexcitation du noyau transmuté par émission d'un ou de plusieurs photons d'énergies connues. Connaissant le temps de vie des différents états excités, les événements sont distingués par coïncidence temporelle entre la détection de l'électron de recul et l'émission d'un photon d'énergie donnée. Mais cette signature devient beaucoup moins discriminante à *basse énergie*, car elle peut être simulée par la radioactivité naturelle.

La diffusion élastique neutrino - électron semble être mieux adaptée à la détermination du spectre de neutrinos de basse énergie. On verra que malgré son manque de signature, on pourra tout de même réduire le bruit de fond grâce à la corrélation entre la direction de l'électron diffusé et la direction du Soleil.

⁶ Pour que ces calibrations soient précises, il faudrait les faire avec des neutrinos ayant successivement toutes les énergies des neutrinos solaires, ce qui est impossible.

Deuxième partie

LES OSCILLATIONS DE NEUTRINO

5. THÉORIE DES OSCILLATIONS

Dans le modèle standard minimal, le neutrino a une masse nulle et il n'existe pas de mélange entre les différentes saveurs de leptons, c'est à dire qu'il existe un nombre quantique conservé au cours d'une interaction : le nombre leptonique de chaque saveur concernée.

Si, au contraire de ce que postule le modèle standard, les neutrinos ont une masse, et que les termes de masse violent la conservation des nombres leptoniques, il peut exister un mélange entre leptons de générations différentes et il n'y a plus conservation des nombres leptoniques de saveur.¹ On peut alors voir apparaître des oscillations, c'est à dire qu'un lepton est produit avec une saveur l et détecté avec une saveur $l' \neq l$ ($l, l' = e, \mu, \tau$).

Les sections 5.1 et 5.2 présentent la phénoménologie des oscillations dans le vide et dans la matière, et la section 6.2 décrit les effets attendus lors de la détection des neutrinos.

5.1 Oscillations dans le vide

5.1.1 Formalisme général

Si il y a un mélange de neutrinos, on peut exprimer les états intervenant dans le courant faible ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau, s_1, s_2, \dots$) comme une combinaison linéaire des états propres de masse ν_i ($i = 1, \dots, n$)², c'est à dire qu'on a :

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} \nu_i \quad (5.1)$$

où ν_i est un neutrino de masse m_i , de moment \vec{p} et d'énergie

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (p \gg m_i) \quad (5.2)$$

¹ De manière équivalente aux quarks, il subsiste encore la conservation du nombre leptonique total.

² Le nombre de neutrinos n peut être supérieur à 3 s'il existe des neutrinos stériles ν_s .

et U est une matrice 3×3 (si on suppose qu'il n'y a pas de neutrinos stériles) unitaire représentant le mélange des neutrinos.

La relation 5.1 implique que les états ν_α sont des superpositions des états propres de masse ν_i , ce qui n'est valable que si la différence de masse entre les neutrinos est suffisamment faible pour que les différentes composantes de masse ne puissent pas être distinguées lors de la production ou de la détection.

Pour un neutrino se propageant dans le vide, ν_i est état propre de l'hamiltonien libre H_0 :

$$H_0 \nu_i = E_i \nu_i \quad (5.3)$$

et l'évolution temporelle d'un neutrino produit dans l'état ν_α à $t = 0$ est donnée par :

$$\nu_\alpha(t) = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} e^{-iE_i t} \nu_i \quad (5.4)$$

L'équation précédente montre simplement que les états propres de masse subissent un déphasage au cours du temps en fonction de l'énergie³. Lors de la mesure d'un neutrino dans la base des états faibles (e, μ, τ), on pourra donc observer une variation en fonction du temps (ou de la distance à la source). L'amplitude de transition de l'état initial ν_α à l'état ν_β après un intervalle de temps t est donnée par :

$$\mathcal{A}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{\beta i}^* \quad (5.5)$$

d'où on déduit la probabilité de transition de l'état initial $|\nu_\alpha\rangle$ à l'état $|\nu_\beta\rangle$ après un intervalle de temps t :

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &= |\mathcal{A}_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t)|^2 = \left[\sum_i U_{\beta i}^* e^{iE_i t} U_{\alpha i} \right] \times \left[\sum_j U_{\beta j} e^{-iE_j t} U_{\alpha j}^* \right] \\ &= \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 \\ &\quad + \sum_{j \neq i} \Re(U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^*) \cos\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2p_\nu} x\right) \\ &\quad + \sum_{j \neq i} \Im(U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\beta i}^*) \sin\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2p_\nu} x\right) \end{aligned}$$

où on a remplacé le temps t par la distance x parcourue par le neutrino à une vitesse proche de celle de la lumière.

³ Avec une dépendance implicite de la masse de l'état considéré.

Cette expression se simplifie si on suppose la conservation de CP , car on peut alors choisir la matrice U réelle :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(x) = \sum_i U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + \sum_{j \neq i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta j} U_{\beta i} \cos\left(2\pi \frac{x}{L_{ij}}\right) \quad (5.6)$$

On voit que cette probabilité oscille en fonction de la distance x entre le lieu de production et le lieu de détection. Le terme L_{ij} qui a les dimensions d'une longueur est appelée longueur d'oscillation et s'écrit sous la forme :

$$L_{ij} = 2\pi \frac{2p_\nu}{|m_i^2 - m_j^2|} \equiv 2\pi \frac{2p_\nu}{\delta m_{ij}^2} \quad (5.7)$$

On peut déjà observer quelques points importants sur les formules 5.6 et 5.7 :

- si toutes les masses sont identiques, et en particulier si elles sont toutes nulles, il ne peut pas y avoir de déphasage entre les différents états propres de masses lors de la propagation. Il n'y a donc pas d'interférences, donc pas d'oscillations.
- si un neutrino est créé dans un état propre de masse, c'est à dire si $|\nu_\alpha\rangle_{t=0} = |\nu_i\rangle$, il n'y a pas d'oscillations possibles. Dans ce cas, le neutrino qui se propage n'est plus une superposition d'états propres de masse, et il ne peut donc pas y avoir d'interférences.

Dans la formule 5.6, on ne connaît ni les δm^2 , ni les éléments de la matrice U . Le but des expériences d'oscillation de neutrinos est de mesurer ces probabilités pour les différentes familles de neutrinos afin de déterminer ces grandeurs (cf. section 6.1).

5.1.2 Formalisme à 2 neutrinos

Si la hiérarchie de masse est très marquée ($m_1 < m_2 \ll m_3$ ou $m_1 \ll m_2 < m_3$), ce qui semble être confirmé par les résultats expérimentaux (cf. partie 8), on peut étudier les oscillations en utilisant un formalisme à 2 neutrinos (Bouché, 1992).

La matrice de mélange s'écrit alors simplement en fonction de l'angle de mélange θ entre les deux saveurs (Maki et al., 1962) :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Les probabilités de transition ($\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$) et de survie ($\nu_l \rightarrow \nu_l$) de la formule 5.6 se réécrivent simplement :

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}}(x) = \sin^2(2\theta) \times \sin^2(1.27\delta m^2 L/E) \quad (5.9)$$

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_l}(x) = 1 - \sin^2(2\theta) \times \sin^2(1.27\delta m^2 L/E) \quad (5.10)$$

où δm^2 est en eV^2 , la distance L entre la source et le détecteur est en m et l'énergie du neutrino E est en MeV . Le facteur 1.27 de ces équation vient du passage des unités naturelles ($\hbar = c = 1$) en unités réelles (on divise par $\hbar c = 0.197 \times 10^{-6} \text{ eV} \cdot \text{m}$, car le terme de phase à les dimensions d'une longueur \times énergie, on divise par 10^6 pour que l'énergie du neutrino soit en MeV , et un facteur $1/4$ vient de la définition 5.7 : $1.27 = \frac{1}{0.197 \times 10^{-6}} \times \frac{1}{10^6} \times \frac{1}{4}$).

5.2 Oscillations dans la matière

Lors de leur propagation dans la matière, les neutrinos diffusent sur les électrons du milieu. Les ν_e interagissent par courants neutres et par courants chargés, alors que les autres types de neutrinos n'interagissent que par courants neutres. Wolfenstein (Wolfenstein, 1978) a montré que cette dissymétrie ajoutait un terme dans l'Hamiltonien équivalent à une énergie potentielle pour les ν_e . La propagation dans la matière est alors décrite par la somme de l'Hamiltonien dans le vide (diagonal dans la base des masses $|\nu_i\rangle$) et d'un potentiel (diagonal dans la base des saveurs $|\nu_l\rangle$) :

$$H_V |\nu_1\rangle = E_1 |\nu_1\rangle \quad V |\nu_e\rangle = (C + \sqrt{2} G \rho_e) |\nu_e\rangle \quad (5.11)$$

$$H_V |\nu_2\rangle = E_2 |\nu_2\rangle \quad V |\nu_\mu\rangle = C |\nu_\mu\rangle \quad (5.12)$$

En se limitant à deux familles de neutrinos, l'Hamiltonien H_M décrivant la propagation dans la matière s'écrit donc (dans la base des masses) :

$$H_m = \begin{pmatrix} E_1 + \sqrt{2} G \rho_e \cos^2 \theta_V & \sqrt{2} G \rho_e \cos \theta_V \sin \theta_V \\ \sqrt{2} G \rho_e \cos \theta_V \sin \theta_V & E_2 + \sqrt{2} G \rho_e \sin^2 \theta_V \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

où G est la constante de Fermi, ρ_e est la densité d'électrons, θ_V est l'angle de mélange dans le vide et E_1 et E_2 sont les énergies dans le vide. La constante C des équations 5.11 et 5.12, qui représente l'interaction par courants neutres, n'est pas prise en compte car elle introduit un déphasage global, identique pour tous les neutrinos, et n'est donc pas une source de mélange.

On obtient les énergies propres en diagonalisant H_m , ce qui donne :

$$E_{\pm} = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 + A) \pm \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\delta m^2}{2p_\nu} \cos(2\theta_V) - A \right]^2 + \left(\frac{\delta m^2}{2p_\nu} \right)^2 \sin^2(2\theta_V) \right\}^{1/2} \quad (5.14)$$

où $A \equiv \sqrt{2} G \rho_e$ (ce terme représente l'interaction par courants chargés).

Comme pour les oscillations dans le vide, on peut définir une longueur d'oscillation par la relation $L_{osc} = 2\pi/\Delta E$ ce qui donne dans la matière :

$$L_m = \frac{2\pi}{E_+ - E_-} = 2\pi \left\{ \left[\frac{\delta m^2}{2p_\nu} \cos(2\theta_V) - A \right]^2 + \left(\frac{\delta m^2}{2p_\nu} \right)^2 \sin^2(2\theta_V) \right\}^{-1/2}$$

ce qui se réécrit en fonction de la longueur d'oscillation dans le vide L_V :

$$L_m = \frac{L_V}{\sqrt{\left(\cos(2\theta_V) - A \times \frac{2p_\nu}{\delta m^2} \right)^2 + \sin^2(2\theta_V)}} \quad (5.15)$$

On peut aussi obtenir une relation entre l'angle de mélange dans la matière θ_m et celui dans le vide :

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2(2\theta_V)}{\left(\cos(2\theta_V) - \frac{2p_\nu A}{\delta m^2} \right)^2 + \sin^2(2\theta_V)} \quad (5.16)$$

Nous allons voir maintenant ce qui se passe lors de la propagation dans un milieu de densité constante ou dans un milieu de densité variable, ces deux cas étant très différents.

5.2.1 Milieu de densité constante

Pour un milieu de ce type, la probabilité d'oscillation à la même forme que pour une propagation dans le vide (voir par exemple (Chizhov et Petcov, 2000)) :

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_l'} = \sin^2(2\theta_m) \sin^2 \phi_m \quad (5.17)$$

où θ_m est donné par la formule 5.16. La phase ϕ_m s'écrit d'une façon analogue au cas du vide $\phi_m = (\delta m_{eff}^2/4E) \times L$. La différence de masse effective δm_{eff}^2 est liée à la différence de masse dans le vide par la relation :

$$\delta m_{eff}^2 = \delta m^2 \times \sqrt{\left(\cos(2\theta_V) - \frac{2p_\nu A}{\delta m^2} \right)^2 + \sin^2(2\theta_V)} \quad (5.18)$$

On voit que pour une densité nulle (c'est à dire en posant $A=0$ dans les équations précédentes), on retrouve bien la probabilité de la formule 5.9.

Bien que cette probabilité soit de la même forme que celle dans le vide, il existe deux différences importantes liées à la formulation obtenue pour l'angle de mélange d'une part, et au caractère résonnant des équations précédentes d'autre part.

En effet, d'après la formule 5.16, l'angle de mélange n'est plus une constante dans la matière, mais il dépend de l'énergie du neutrino incident (via l'impulsion $p_\nu \sim E$). Si l'énergie du neutrino augmente en partant de la valeur limite $E \simeq 0$, l'angle de mélange dans la matière part de la valeur θ_V , il augmente jusqu'à la valeur maximale $\theta_m = \pi/4$ puis redescend jusqu'à la valeur limite 0.

L'aspect le plus important des oscillations dans la matière vient de la résonance prédite par les formules précédentes : on voit en effet que pour une densité fixée d'électrons ρ_e , il existe une valeur de l'énergie du neutrino qui annule le terme

$$\delta m^2 \times \cos(2\theta_V) - A \times 2p_\nu \equiv 0 \quad (5.19)$$

Pour cette énergie, la formule 5.16 nous montre que l'angle de mélange dans la matière est alors maximal, même si l'angle de mélange dans le vide est très faible. Cette résonance, révélée par Mikheyev et Smirnov (Mikheyev et Smirnov, 1986), permet donc d'amplifier les oscillations dans la matière. Elle prend toute son importance dans un milieu de densité variable, donnant lieu à ce qu'on appelle l'effet MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein).

5.2.2 Milieu de densité variable : l'effet MSW

Comme nous venons de le voir, la résonance est obtenue pour les valeurs de la densité d'électrons et de l'énergie du neutrino vérifiant la relation 5.19, c'est à dire que pour δm^2 et θ_V fixés, elle est caractérisée par la relation $\rho_e \times E_\nu = \text{constante}$. Cela montre que, à mesure que la densité d'électron varie dans un milieu, la résonance peut être atteinte pour des neutrinos d'énergies différentes. Dans le cas des neutrinos solaires, ce mécanisme est donc susceptible de réduire de manière significative le flux de neutrino sur tout le spectre en énergie, grâce à la densité variable du Soleil.

Pour que l'effet MSW puisse se produire, il faut une contrainte sur la variation de la densité, car si celle-ci varie trop rapidement, les neutrinos sortent de la région où la densité correspond à la résonance avant d'avoir pu osciller. Cette contrainte est caractérisée par deux grandeurs : l'échelle de variation de la densité δr (qui est liée à la largeur de la résonance) et la longueur d'oscillation dans la matière, ce qui permet de définir le degré d'adiabaticité de la résonance (Kolb et al., 1986) :

$$\xi = \frac{\delta r}{L_m} = \frac{R_S}{2\pi} \times \frac{\delta m^2}{p_\nu} \times \frac{\sin^2(2\theta_V)}{\cos(2\theta_V)} \quad (5.20)$$

Cette formule est valable pour une variation exponentielle de la densité, R_S étant le facteur d'échelle de l'exponentielle (dans le Soleil, $R_S \approx 0.095 R_\odot$ (Bahcall et al., 2001, formule 8)). Pour $\xi \gtrsim 1$, on est dans un régime adiabatique et les oscillations peuvent se développer. Par contre, pour les petites valeurs de ξ , la densité varie

trop rapidement et l'effet MSW ne peut plus se produire. On peut voir ceci sur la figure 5.1(c), qui montre la probabilité qu'un neutrino électronique (créé à une densité supérieure à la densité résonnante) sorte inaltéré du Soleil, en fonction du degré d'adiabaticité de la transition.

Les figures 5.1(a) et 5.1(b) montrent cet effet pour un neutrino de 1 MeV et une différence de masse de $1 \times 10^{-6} \text{ eV}^2$. Dans le cas adiabatique ($\theta_V = 0.067 \Leftrightarrow \xi = 1$), on voit nettement la probabilité de survie chuter pour $\rho_e \simeq 13 \text{ g.cm}^{-3}$ (qui correspond à la densité résonnante prédite par la relation 5.19) et s'annuler à la surface solaire ($\rho_e \simeq 0$). Dans le cas non-adiabatique, la résonance se produit à peu près à la même densité, mais elle a peu d'effet et les neutrinos électroniques sont peu altérés par leur passage dans le Soleil. Pour comprendre la différence entre ces deux cas, voyons ce qui se passe au niveau de l'évolution des états propres et des valeurs propres de propagation dans la matière.

Dans la matière, on a trois bases pratiques pour décrire un neutrino : la base des saveurs, la base des masses "dans le vide" et la base des masses "dans la matière". C'est dans cette dernière base que l'Hamiltonien décrivant la propagation dans la matière est diagonal et qu'on a l'équation aux valeurs propres $H_m|\pm\rangle = E_\pm|\pm\rangle$ où $|+\rangle$ et $|-\rangle$ sont les vecteurs propres de la base. Si l'évolution se fait de manière adiabatique, un neutrino créé dans le Soleil dans un état $|+\rangle$ à une densité $\rho \simeq \rho_c^\odot$ sortira du Soleil dans le même état $|+\rangle$ mais à une densité $\rho \simeq 0$.

On peut voir ce qui se passe sur la figure 5.2 représentant l'évolution des valeurs propres E_\pm en fonction de la densité. Un neutrino électronique créé à une densité supérieure à la densité résonnante ρ_R est principalement couplé à l'état $|+\rangle$ d'énergie propre E_+ . Lorsque le neutrino se propage vers la surface du Soleil, la densité diminue et au voisinage de la résonance⁴, le vecteur d'état tourne lentement (si $\xi \gtrsim 1$) pour se retrouver dans la direction d'un ν_μ . A la surface solaire, l'état $|+\rangle$ est principalement couplé au ν_μ qui à la masse la plus élevée.

Ce scénario ne peut se produire que dans les conditions suivantes :

- le neutrino doit être créé à une densité supérieure à la densité résonnante ce qui impose une énergie minimale en dessous de laquelle l'effet MSW ne peut plus se produire. Pour un neutrino créé à une densité ρ , cette énergie minimale est donnée par la relation 5.19 pour des valeurs de δm^2 et θ_V fixées.
- si $A > 0$ (ce qui est le cas pour des neutrinos), et en prenant $\theta_V < 45^\circ$, la résonance ne peut se produire que pour $\delta m^2 > 0$, c'est à dire $m_1 < m_2$. Pour $\theta_V < 45^\circ$, ν_2 est principalement ν_μ d'après 5.8, et on obtient bien un neutrino μ à la sortie du Soleil.

Une autre condition est bien sûr l'adiabaticité. Mais que se passe-t-il si la propagation ne se fait pas de manière adiabatique ?

⁴ La largeur de la résonance est donnée par la relation $\delta A = 2(\delta m^2/2p_\nu) \sin(2\theta_V)$.

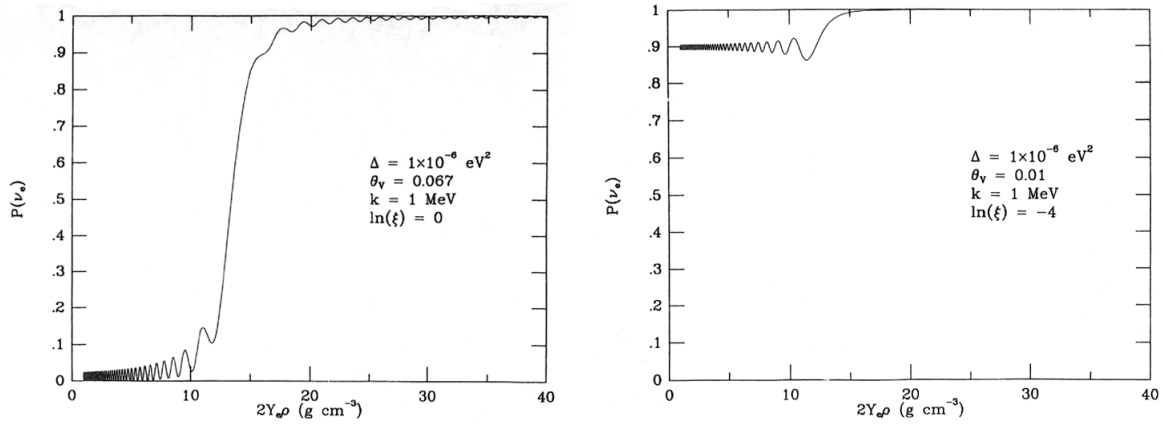
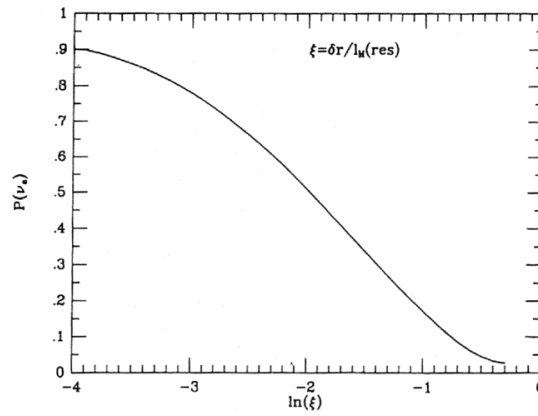
(a) $\xi = 1$ (b) $\xi = e^{-4}$ (c) $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ à la surface du Soleil.

Fig. 5.1: (a) et (b) Probabilité de transition en fonction de la densité d'électrons pour différents degrés d'adiabaticité (Kolb et al., 1986).

(c) Probabilité de survie d'un neutrino électronique à la surface du Soleil en fonction de l'adiabaticité de la transition (Kolb et al., 1986). Cette courbe montre la valeur de $P(\nu_e)$ obtenue pour $\rho = 0$ sur les figures précédentes.

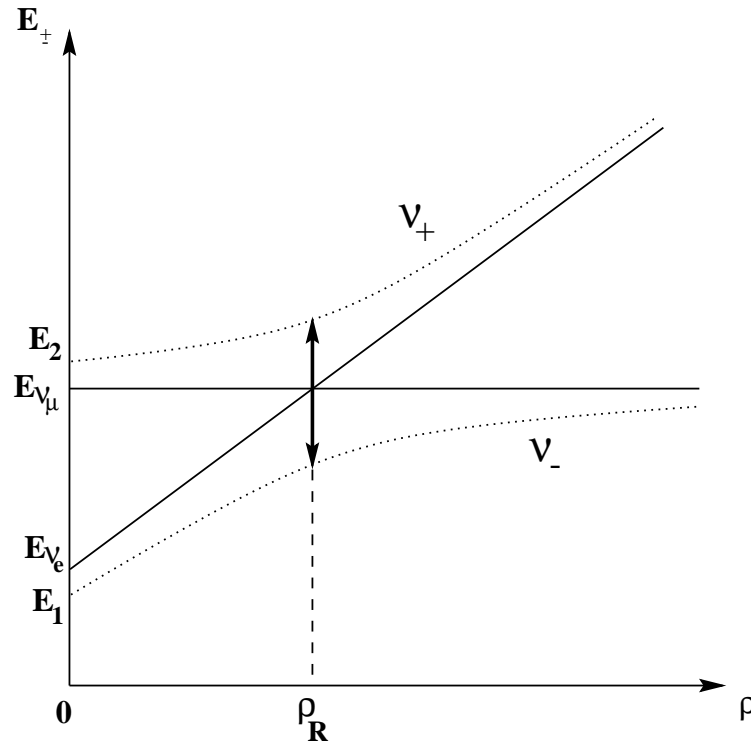


Fig. 5.2: Évolution des énergies propres de propagation dans la matière en fonction de la densité.

Dans ce cas, Landau et Zener ont obtenu une approximation de la probabilité P_{LZ} de transition entre les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$ à la résonance. Parke (Parke, 1986) a utilisé cette approximation pour obtenir une formulation de la probabilité de survie d'un neutrino se propageant dans la matière :

$$P_{\nu_e} = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_{LZ} \right) \cos(2\theta_N) \cos(2\theta_V) \quad (5.21)$$

où θ_N est l'angle de mélange au lieu de production du neutrino.

Pour un neutrino créé près du centre du Soleil, on a $\theta_N \simeq \pi/2$, et cette formule peut se réécrire sous la forme $P_{\nu_e} \simeq \sin^2 \theta_V + P_{LZ} \cos(2\theta_V)$. Dans le cas des petits angles de mélange dans le vide, la probabilité de survie à la fin du régime adiabatique sera donc donnée par $P_{\nu_e} \simeq P_{LZ}$.

Le cas adiabatique correspond au cas où l'état propre de propagation reste le même, c'est à dire $P_{LZ} = 0$. À partir de la formule précédente, on voit donc que la probabilité de survie à la sortie du Soleil sera donnée par $P_{\nu_e} \simeq \sin^2 \theta_V$ pour une transition adiabatique.

Pour un neutrino se propageant dans de la matière de densité variable, on peut

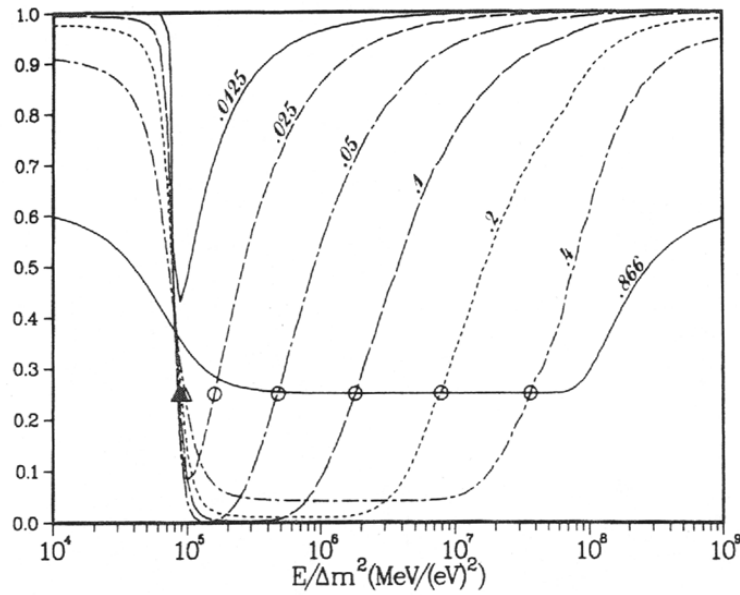


Fig. 5.3: Probabilité de survie dans le Soleil en fonction de $E/\delta m^2$. Les chiffres sur les courbes représentent la valeur de $\sin^2 2\theta_V$. (Baltz et Weneser, 1988)

donc considérer trois régimes d'oscillations (cf. figure 5.3) :

- à basse énergie, d'après les formules 5.15 et 5.16, on a $L_m \sim L_V$ et $\theta_m \sim \theta_V$, c'est à dire que la matière a peu d'influence sur la propagation. La probabilité de survie est alors $P_{\nu_e} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_V$ (éq. 5.10 moyennée sur E et L).
- pour $E_A < E_\nu < E_{NA}$, le neutrino passe à la résonance de manière adiabatique et la probabilité de survie est $P_{\nu_e} \simeq \sin^2 \theta_V$. La position de $E_A \sim 10^5 \times \delta m^2$ MeV est essentiellement fixée par la densité maximale dans le Soleil (la dépendance en θ_V ne devient importante que pour les grands angles de mélanges). La fin du régime adiabatique est par contre beaucoup plus sensible à la valeur de θ_V avec pour les petits angles $E_{NA} \propto \theta_V^2$.
- pour des énergies plus élevées, la probabilité de transition P_{LZ} à la résonance est de l'ordre de 1, et on se retrouve de nouveau dans un cas équivalent à celui du vide avec $P_{\nu_e} \simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_V$.

Ces caractéristiques sont visibles sur la figure 5.3 qui montre la probabilité qu'un neutrino créé au centre du Soleil arrive inchangé sur Terre, pour plusieurs valeurs de l'angle de mélange dans le vide.

6. LES SIGNATURES EXPÉRIMENTALES

Dans cette partie, nous verrons quelles sont les grandeurs qui caractérisent une expérience d'oscillation (6.1) et quels sont les effets accessibles expérimentalement (6.2) pour les différents modes d'oscillation (oscillation dans le vide ou effet MSW).

6.1 Sensibilité d'une expérience d'oscillation

Le but des expériences d'oscillation est de contraindre les valeurs des paramètres θ_V et δm^2 . Pour cela, nous avons à notre disposition différentes relations (les probabilités d'oscillations) entre ces paramètres et des variables expérimentales (l'énergie du neutrino E_ν et la distance source-détecteur L). Nous allons voir quelles contraintes une expérience peut imposer sur θ_V et δm^2 en fonction des valeurs que peuvent prendre les variables expérimentales. On devra distinguer deux cas, suivant le type d'oscillation invoquée, car les relations entre les divers paramètres sont différentes.

6.1.1 Oscillations dans le vide

- L'angle de mélange

Pour des oscillations de ce type, l'angle de mélange est isolé des autres paramètres dans le terme $\sin^2 \theta_V$ de la probabilité de transition donnée par la formule 5.9. Comme cet angle de mélange est une constante, le terme $\sin^2 (2\theta_V)$ est lui aussi une constante, qui représente les variations maximales de la probabilité d'oscillation. C'est l'enveloppe dans laquelle vont s'inscrire les oscillations, donc plus l'angle de mélange sera faible et plus les oscillations seront faibles.

On peut voir cet effet sur la figure 6.1 montrant la probabilité d'oscillation en fonction de l'énergie du neutrino incident. Sur la figure de gauche, on voit qu'en changeant uniquement la valeur de θ on ne fait que changer l'amplitude des oscillations, sans changer la forme globale de la probabilité (c'est à dire sans changer la position des maxima et des minima).

Pour $\theta_V = \pi/4$, on a $\sin^2 (2\theta_V) = 1$ c'est à dire que les oscillations peuvent se

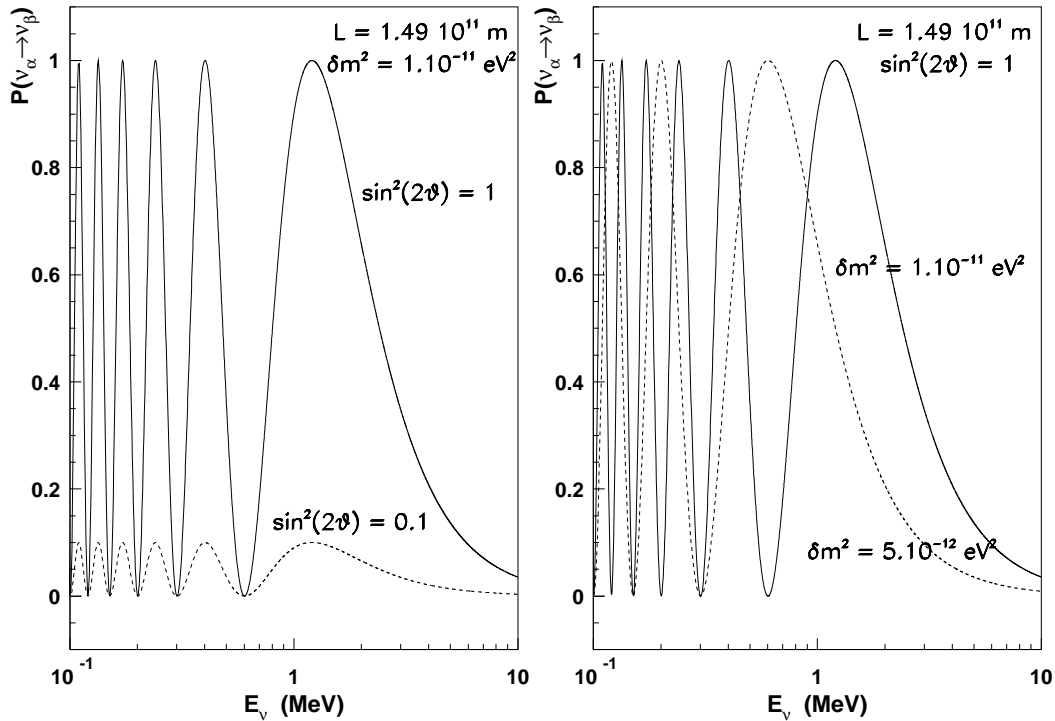


Fig. 6.1: Evolution de la probabilité d'oscillation dans le vide en fonction de l'énergie pour diverses valeurs des paramètres δm^2 et $\sin^2 2\theta$ et pour une distance de 149×10^6 km entre la source et le détecteur.

développer de façon maximale. A la limite $\theta \rightarrow 0$, c'est à dire lorsqu'il n'y a plus de mélange des saveurs, on obtient bien une probabilité d'oscillation nulle.

- La différence de masse

Dans la probabilité d'oscillation 5.9, le terme δm^2 apparaît dans un produit avec le rapport L/E , dans la phase d'un sinus carré. C'est ce terme qui est caractéristique du phénomène d'oscillations (ou plus généralement de l'interférence entre deux ondes cohérentes) : la probabilité passe par des maxima et des minima dont la position est donnée par la relation :

$$3.54 \times \delta m^2 L/E = (2n)\pi/2 \quad \text{pour les minima} \quad (6.1)$$

$$(2n + 1)\pi/2 \quad \text{pour les maxima} \quad (6.2)$$

A partir de cette formule, on voit que la position du premier maximum est donnée par la relation $L/E \simeq 0.44/\delta m^2$, ce qui signifie que pour pouvoir observer de petites

différences de masse, il faut atteindre des grandes valeurs L/E . Ce rapport L/E définit la sensibilité d'une expérience, c'est à dire les valeurs de δm^2 auxquelles une expérience sera sensible.

Le graphique de droite de la figure 6.1 permet de voir cet effet pour une expérience utilisant des neutrinos solaires¹. On voit que plus la différence de masse est faible et plus la probabilité de transition est maximale pour des neutrinos de basse énergie.

De la même manière, en augmentant la distance entre la source et le détecteur, on peut étudier des oscillations pour des différences de masse de plus en plus faibles. Ceci n'est pas réalisable pour des expériences utilisant les sources naturelles de neutrino, mais cela permet de chercher des oscillations pour une large gamme de différences de masse en utilisant des sources artificielles (voir la figure 7.2 de la partie III).

On notera que les oscillations ne sont visibles que lorsqu'on est proche du premier maximum (c'est à dire pour des petites valeurs de n dans la formule 6.2), car ce qu'on mesure expérimentalement est une probabilité moyennée sur l'énergie et la distance (à cause de l'incertitude sur le lieu de production du neutrino et de la résolution en énergie de l'expérience). Ceci a pour effet de faire disparaître les oscillations, la probabilité de transition tendant alors vers la valeur constante $\frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$ (voir par exemple la figure (3.1) de (Bilenky et al., 1999)).

6.1.2 Oscillations dans la matière

Pour ce type d'oscillations, on doit considérer deux cas : la propagation dans un milieu de densité constante et celle dans un milieu de densité variable.

- Densité constante

On a vu que ce cas est équivalent à la propagation dans le vide, la longueur d'oscillation et l'angle de mélange étant donnés par les relations 5.15 et 5.16. Comme pour la propagation dans le vide, la sensibilité d'une expérience est donc donnée par le rapport L/E , plus ce rapport sera élevé et plus l'expérience sera sensible à de faibles différences de masses.

Contrairement à ce qui se passe pour la propagation dans le vide, on peut en théorie contourner le problème de l'amplitude des oscillations (liée à la valeur de l'angle de mélange dans le vide) en se plaçant à la résonance où l'angle de mélange est maximal. Pour un faisceau de neutrinos se propageant dans la croûte terrestre de

¹ La longueur de 149×10^6 km correspond à la distance moyenne Terre - Soleil

densité $\rho_{\oplus} = 2.8 \text{ g.cm}^{-3}$, l'énergie et la longueur de résonance sont données par :

$$\begin{aligned} E_{\text{res}} &= 4.7 \times 10^3 \times \delta m^2 \cos 2\theta_V \text{ GeV} \\ L_{\text{res}} &= 1.2 \times 10^4 / \tan 2\theta_V \text{ km} \end{aligned}$$

en particulier, on voit que même pour des grandes valeurs de θ_V , la longueur de résonance reste très grande. Par exemple, pour $\sin^2 2\theta_V = 0.99$, la relation précédente donne $L_{\text{res}} \sim 1200 \text{ km}$. L'effet de la matière ne pourra donc être important que pour des expériences ayant de très longues distances entre la source et le détecteur. Et plus on cherchera à sonder des faibles valeurs de θ_V , plus on devra éloigner le détecteur de la source (si on veut rester à la résonance où l'effet est le plus fort).

Les expériences utilisant des sources artificielles de neutrinos (cf. partie III) ont des bases trop courtes pour être sensible à l'effet de la matière. Il faudra attendre la nouvelle génération d'expériences à longues bases (KamLAND, K2K, Minos, ...) pour pouvoir vraiment profiter de cet effet.

• Densité variable

L'effet de la matière devient expérimentalement très pratique pour des milieux de densité variable, car on peut alors être à la résonance pour différentes énergies (contrairement aux milieux de densité constante), sans avoir besoin d'un accord parfait entre les caractéristiques énergétiques de la source de neutrino et le milieu traversé. Contrairement à ce qui se passait dans le vide ou dans un milieu de densité constante, les solutions MSW ne font plus intervenir explicitement la distance entre la source et le détecteur². Pour un couple $(\delta m^2; \theta_V)$ fixé, la probabilité de transition ne dépend plus que de l'énergie du neutrino.

On peut voir schématiquement sur la figure 6.2 le type de résultats accessibles en supposant que l'atténuation du flux de neutrinos est due à l'effet MSW. Les différentes zones représentées sont aisément compréhensibles en s'aidant des courbes de probabilité de survie de la figure 5.3. Supposons qu'une expérience détecte des neutrinos solaires d'énergie moyenne $\overline{E}_\nu \sim 10 \text{ MeV}$ et obtient une probabilité de survie $P_{\nu_e} \sim \frac{1}{4}$ (ces grandeurs numériques correspondent à l'expérience Homestake). On voit que pour une valeur de θ_V donnée, il y a deux valeurs de δm^2 correspondant à la probabilité de survie cherchée :

- La première valeur (les triangles noirs de la figure 5.3), qui est à peu près indépendante de θ_V , correspond au début du régime adiabatique obtenu par la relation 5.19. Ces solutions donnent la ligne horizontale appelée "régime adiabatique" de la figure 6.2. Pour des neutrinos ayant une énergie moyenne de 10 MeV, cette solution correspondrait à une différence de masse de l'ordre de 10^{-4} eV^2 .

² Cette longueur intervient de manière implicite via le degré d'adiabaticité.

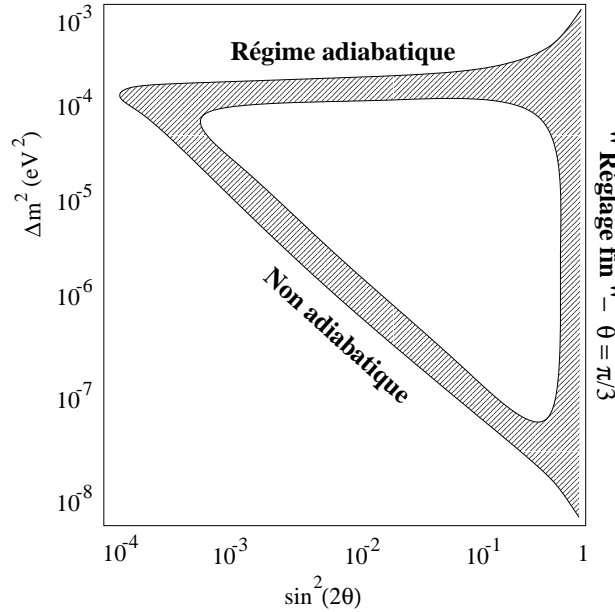


Fig. 6.2: Exemple schématique d'une solution MSW dans le plan $\Delta m^2 - \sin^2(2\theta)$.

- La deuxième valeur (cercles blancs de la figure 5.3) correspond à la fin du régime adiabatique, lorsque la probabilité de survie remonte à cause de la probabilité non nulle de changement d'état propre à la résonance. Pour les petits angles de mélange θ_V , la probabilité de survie est alors donnée par $P_{\nu_e} \simeq P_{LZ}$, ce qui revient à avoir la contrainte $\sin^2 2\theta_V \times \delta m^2 = \text{Cste}$, la valeur de la constante étant telle que $P_{LZ} = 1/4$. Cet ensemble de solutions correspond à la partie oblique nommée "Non adiabatique".
- Une troisième solution plus marginale consiste à prendre la valeur de l'angle de mélange dans le vide pour laquelle la probabilité de survie à la résonance est celle recherchée. D'après la discussion de la section 5.2.2, la probabilité de survie à la résonance, dans le régime adiabatique, est donnée par $P_{\nu_e} \simeq \sin^2 \theta_V$. On obtient donc $P_{\nu_e} = 1/4$ pour $\sin(2\theta_V) \simeq 0.866$, ce qui correspond à la courbe plate de la figure 5.3 et la région verticale du schéma 6.2.

Le type de figure qui vient d'être commentée est construit à partir d'une unique probabilité de survie, correspondant à un flux de neutrinos d'énergie donnée. Comme nous le verrons dans la partie III, il existe maintenant plusieurs résultats correspondant à différentes énergies moyennes, ce qui permet de contraindre encore plus les paramètres d'oscillation. De plus, comme nous allons le voir dans la section qui suit, il existe d'autres indices expérimentaux qui dépendent de ces paramètres et du mode d'oscillation.

6.2 Effets sur le spectre de neutrinos

Comme on l'a vu, les oscillations de neutrinos sont gouvernées par quatre grandeurs : l'énergie du neutrino, le temps entre la production et la détection, le mélange entre les différentes familles et la différence de masse entre les états propres de propagation. Nous allons voir comment la variation de ces quantités modifie le flux et quelles informations on peut ainsi obtenir.

6.2.1 Effet jour/nuit - Angle zénithal

Dans le cas d'oscillations induites par effet MSW, le flux de neutrinos solaires peut être partiellement régénéré en traversant la Terre, c'est à dire pendant la nuit. Par contre, les neutrinos détectés durant la journée ne traversent pas la Terre avant d'atteindre le détecteur et ne subissent donc pas cette régénération. On s'attend donc à ce qu'il y ait une différence entre le signal détecté le jour et celui détecté la nuit.

Un raffinement de cet effet consiste à étudier la répartition des événements en fonction de l'angle au zénith θ_Z , c'est à dire en fonction de la direction d'arrivée ($\theta_Z = 0$ lorsque le Soleil est au zénith et $\theta_Z = 180^\circ$ lorsqu'il est au nadir). En effet, suivant la position du Soleil les neutrinos doivent traverser une plus ou moins grande épaisseur de matière pour atteindre le détecteur. De plus, en fonction de cet angle, le neutrino va traverser ou non le cœur de la Terre, ce qui peut encore augmenter l'effet de régénération³.

6.2.2 Effet saisonnier

Les caractéristiques de la trajectoire de la Terre lors de sa révolution autour du Soleil ont deux conséquences sur le flux de neutrinos détecté.

Excentricité de l'orbite terrestre

L'orbite terrestre est elliptique, le Soleil étant à un des 2 foyers de l'ellipse, donc la distance Terre-Soleil varie au cours de l'année. Cette variation de distance produit une variation du flux de manière purement géométrique : le flux atteignant la Terre est plus élevé lorsque la Terre est plus proche du Soleil (périhélie) que lorsqu'elle est plus éloignée (aphélie). Cette variation du flux, d'une amplitude maximale d'environ 7 %, ne dépend d'aucun modèle et intervient dans toutes les expériences sur les neutrinos solaires.

³ Ce serait le cas pour un effet MSW avec un petit angle de mélange (solution SMA).

La variation de la distance Terre-Soleil a aussi un effet dans le cas d'oscillations dans le vide, car c'est justement cette distance qui entre dans le calcul de la probabilité de transition ou de survie (éq. 5.9). Pour une énergie de neutrino fixée (par exemple en regardant la raie du béryllium comme dans l'expérience Borexino), la variation du flux ne dépendra plus que de la variation de distance. L'amplitude maximale de ces oscillations permet une mesure de l'angle de mélange θ , et la fréquence permet de connaître δm^2 .

Inclinaison de l'axe terrestre

L'axe de rotation de la Terre est incliné par rapport à l'écliptique (plan défini par l'orbite de révolution de la Terre). A cause de cette inclinaison, le Soleil descend plus bas sous l'horizon durant la nuit en hiver qu'en été, c'est à dire qu'en moyenne, un neutrino devra traverser une épaisseur de matière plus grande en hiver qu'en été. Dans le cas d'oscillations créées par effet MSW, on peut donc s'attendre à une régénération partielle du flux de ν_e plus importante en hiver qu'en été.

6.2.3 *Distorsion du spectre*

Comme le montre la formule 5.9, la probabilité d'oscillation dépend de l'énergie du neutrino. Cette dépendance en énergie est d'ailleurs primordiale pour pouvoir expliquer les divers résultats des expériences sur les neutrinos solaires (cf. partie 8). Connaissant les caractéristiques du spectre en énergie des neutrinos émis par une source, on peut donc étudier les distorsions du spectre obtenu expérimentalement pour contraindre les paramètres d'oscillations.

Comme nous venons de le voir, il existe de nombreux indices susceptibles de montrer l'existence d'oscillations. Pour pouvoir voir ces effets expérimentaux, il faut des expériences adaptées permettant de faire des analyses du signal en fonction du temps d'arrivée, de la direction et de l'énergie du neutrino détecté. Ces expériences, qui sont très difficiles à mettre en œuvre, sont nécessaires car les nombreux résultats expérimentaux déjà existants ne sont pas suffisants pour trancher entre les divers modèles d'oscillations.

Dans la partie suivante, nous verrons justement quelle est la situation expérimentale actuelle sur les neutrinos solaires (les expériences utilisant d'autres sources de neutrinos sont détaillées dans les annexes C et D). Nous verrons aussi quelles expériences apporteront de nouveaux résultats dans un futur proche, et quelles sont les projets à plus long terme.

Troisième partie

LA SITUATION EXPÉRIMENTALE

7. LES EXPÉRIENCES NEUTRINOS SOLAIRES

7.1 *L'expérience Homestake*

Homestake, aussi appelée Chlorine, est une expérience située dans la mine d'Homestake (à une profondeur de 4200 mwe¹) dans le Dakota. C'est la première expérience ayant cherché à détecter des neutrinos provenant du Soleil. Un des buts était de montrer que les étoiles produisent de l'énergie par des réactions de fusion nucléaires, la détection des neutrinos émis lors de ces réactions étant la seule preuve directe de ce mode de production d'énergie.

7.1.1 *Principe de l'expérience*

Le principe de Homestake (Cleveland et al., 1998) vient d'une proposition originale (Pontecorvo, 1946) préconisant l'utilisation de la réaction β inverse sur le ^{37}Cl pour la détection de neutrinos. Cette idée a été reprise par Davis et ses collaborateurs qui ont proposé en 1964 le principe de l'expérience Homestake (Bahcall, 1964; Davis, 1964).

Le détecteur est un réservoir cylindrique de 6.1 m de diamètre et 14.6 m de long, contenant 625 tonnes de perchloréthylène liquide (C_2Cl_4). La cible est le noyau de chlore (127 tonnes dans le détecteur) qui capture un neutrino suivant la réaction :



Pour connaître le nombre de neutrinos ayant interagi dans le détecteur, on doit donc mesurer le nombre de noyaux d'argon qui sont produits dans la cible pendant un temps donné (60 jours environ).

Pour faire cette mesure, l'argon est extrait de la cuve par injection d'hélium gazeux, puis il est adsorbé sur du charbon. On identifie les noyaux de ^{37}Ar grâce à leur désintégration vers un noyau de ^{37}Cl par capture électronique (demi-vie $\simeq 50.5$ jours). 90 % des électrons capturés sont des électrons de la couche K. Cette capture libère

¹ meter water equivalent, c'est à dire la profondeur équivalente d'eau, utile pour calculer l'atténuation du flux de muons cosmiques.

une énergie de 2.82 keV sous la forme d'un électron Auger dans 90 % des cas et sous la forme de rayons X dans les 10 % restants. Après adsorption, l'argon est purifié et placé pendant une année environ dans un compteur proportionnel où est mesuré le nombre de désintégrations correspondant au signal d'un noyau ^{37}Ar .

Il existe diverses sources d'erreurs liées à l'inefficacité d'extraction de l'argon, à l'inefficacité de comptage et aux divers bruits de fond de l'expérience (le principal bruit de fond vient de l'interaction d'un proton avec un noyau de chlore, produisant un noyau d'argon, le proton étant lui même créé par un μ cosmique de haute énergie). L'erreur systématique totale est estimée à $\pm 7\%$.

7.1.2 Résultats accessibles

Homestake a été conçue uniquement pour mesurer le flux de neutrinos solaires et le comparer aux prédictions des modèles solaires.

Le seuil de l'interaction utilisée dans Chlorine est de 814 keV. Étant donné le spectre de neutrino émis par le Soleil (fig. 7.1), cette expérience sera donc sensible aux neutrinos du ^8B ($\sim 80\%$ du signal mesuré) et de la raie à 861 keV du ^7Be ($\sim 20\%$), mais elle ne pourra pas détecter les neutrinos pp , la composante principale du spectre. Cette caractéristique sera utile pour étudier les variations du flux avec l'énergie.

Comme on l'a vu dans la section précédente, le dispositif expérimental utilisé ne permet pas d'observer l'interaction d'un neutrino en temps réel. On ne peut connaître que le nombre d'interactions s'étant produites sur une période de 60 jours environ, sans avoir aucune connaissance sur l'énergie ou la direction du neutrino ayant interagi. Donc avec Homestake, on ne pourra pas obtenir de renseignements sur l'évolution temporelle à court terme du flux, ou sur la forme du spectre mesuré. En fait, on ne peut même pas être sûr de l'origine solaire du neutrino détecté... Par contre, étant donnée la longue période sur laquelle s'est déroulée cette expérience, il est possible d'étudier la corrélation entre le flux mesuré et l'activité solaire.

7.1.3 Résultats obtenus

Le résultat obtenu pour 108 mesures effectuées de 1970 à 1994 est $2.56 \pm 0.22 \text{ SNU}$ ² (Davis, 1996). Cette valeur est à comparer aux résultats prédits par les modèles solaires de Bahcall (1998) ou de Turck-Chièze (1998) qui sont respectivement de $7.7_{-1.0}^{+1.2} \text{ SNU}$ et $7.2 \pm 1.2 \text{ SNU}$. La valeur mesurée par Homestake est donc seulement environ $\frac{1}{3}$ de la valeur théorique, à plus de 3σ des prédictions les plus faibles.

² 1 SNU (Solar Neutrino Unit) correspond à 10^{-36} captures par seconde et par atome cible. Pour un flux $\sim 10^{10} \nu \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et une section efficace $\sim 10^{-46} \text{ cm}^2$, le taux d'interaction est de l'ordre de 1 SNU.

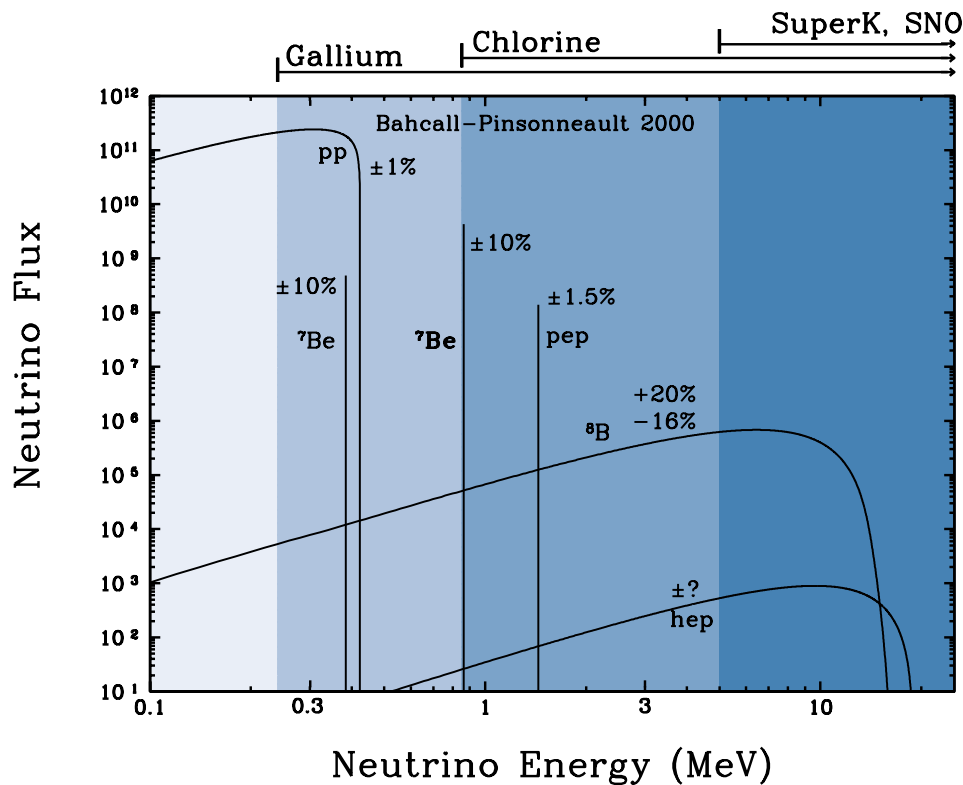


Fig. 7.1: Spectre des neutrinos émis par le Soleil d'après le modèle solaire de Bahcall & Pinsonneault (2000).

Plusieurs études ont été faites pour chercher une éventuelle corrélation entre le flux mesuré par Homestake et l'activité solaire. Si le résultat d'une telle étude s'avère positif, on peut en tirer principalement deux conclusions. Tout d'abord, ce serait une preuve que le signal mesuré dans Homestake est bien induit par des neutrinos solaires. De plus, les cycles solaires sont dus à des variations du champ magnétique du Soleil, ce qui n'affecte pas la production de neutrinos de notre étoile. Donc une corrélation de ce type pourrait être une indication de l'existence d'un moment magnétique du neutrino (de l'ordre de $10^{-10} \mu_B$), ce dernier pouvant alors changer d'hélicité et devenir un neutrino droit stérile, en traversant un champ magnétique de plusieurs milliers de gauss (Voloshin et al., 1986; Akhmedov, 1988).

Les premières études faites sur ce sujet (Davis, 1996, et les références citées) semblaient montrer une anti-corrélation entre le nombre d'atomes de ${}^{37}\text{Ar}$ mesuré et le nombre de taches solaires, qui est un estimateur de l'activité solaire. Mais des études plus récentes (Walther, 1999; Boger et al., 2000) montrent que la corrélation obtenue est probablement due à un artefact statistique. Les données de Homestake

ne montrent donc pas de corrélations avec le cycle solaire.

7.2 Les expériences au gallium

Les résultats de Homestake étaient inattendus à l'époque, et plusieurs expériences ont été mises en œuvre pour vérifier la validité des résultats de Davis et ses collaborateurs. Parmi elles, SAGE ((Soviet) russian-American Gallium Experiment) et GALLEX (GALLium EXperiment) sont deux expériences radiochimiques utilisant les noyaux de gallium comme cible. Je reparlerai plus tard de KamiokaNDE (Kamioka Nucleon Decay Experiment), une autre expérience plus ambitieuse ayant débuté à la même époque.

7.2.1 Principe

SAGE et GALLEX sont deux expériences construites sur le même principe que Homestake, c'est à dire des expériences radiochimiques utilisant la réaction β inverse sur un noyau pour détecter des neutrinos solaires. À partir d'une idée proposée par Kuzmin (1966), le noyau utilisé est cette fois le gallium, qui devient un noyau de germanium en émettant un électron :



Le noyau ${}^{71}\text{Ge}$ produit a une demi-vie de 11.43 jours et se désintègre en ${}^{71}\text{Ga}$ par capture électronique d'un électron K (88 %), L (10.3 %) ou M (1.7 %). Ce noyau se relaxe ensuite par émission d'électron Auger pouvant être accompagné de rayons X pour une capture de type K.

La différence entre ces deux expériences vient de la forme chimique utilisée pour le noyau de gallium et de la procédure d'extraction qui en découle.

SAGE

SAGE (Abdurashitov et al., 1999) se situe dans le laboratoire sous-terrain de Baksan dans le Caucase, à une profondeur de 4700 mwe. La cible est composée de 50 tonnes de gallium liquide (à 29.8 °C).

En mélangeant le gallium avec une solution faiblement acide, en présence d'un agent oxydant (ajout de HCl, H₂O₂ et H₂O), on obtient du germanium en phase aqueuse. En remuant fortement ce mélange, il se forme une émulsion instable, qui se sépare, la phase aqueuse migrant vers la surface. Après approximativement 25 mn, on

peut récupérer le germanium en siphonnant la solution. Après plusieurs traitements chimiques, on obtient le germanium sous forme hydrure (GeH_4) qui peut être utilisé directement pour le comptage en le mélangeant à du xénon. L'efficacité d'extraction obtenue est d'environ 90 %.

Le comptage des atomes de germanium est fait dans un compteur proportionnel recherchant la signature des électrons Auger caractéristique de ce noyau (10.26, 1.2 et 0.12 keV). Il dure de 5 à 6 mois et a une efficacité d'environ 60 %.

La principale source de bruit de fond de SAGE est due à l'interaction d'un proton avec un noyau de Ga, produisant un neutron et un noyau de Ge. Les autres sources d'erreurs systématiques de l'expérience sont dues aux inefficacités d'extraction et de comptage. L'erreur systématique totale est d'environ ± 5 %.

GALLEX

GALLEX (Anselmann et al., 1992) se situe dans le laboratoire souterrain du Gran-Sasso en Italie à une profondeur de 3300 mwe. La cible est constituée de 30.3 tonnes de gallium sous la forme liquide GaCl_3 .

Les noyaux de germanium produits se retrouvent sous la forme d'un composé volatil (GeCl_4). Ce composé est extrait du milieu par injection d'azote puis il est réabsorbé dans de l'eau. Il est ensuite transformé en germane (GeH_4) et mélangé à du xénon comme dans le cas de SAGE. L'efficacité d'extraction est supérieure à 95 %.

Le comptage est fait sur le même principe que pour SAGE, avec une durée supérieure à 6 mois, et une efficacité de 70 %.

Les sources d'erreurs systématiques sont les mêmes que dans SAGE, et l'erreur totale est elle aussi d'environ ± 5 %.

7.2.2 Résultats accessibles

Pour ces deux expériences, le seuil de détection est de 233 keV, nettement inférieur à celui de Homestake, permettant ainsi la détection de tous les types de neutrinos émis par le Soleil (cf. fig. 7.1), y compris une partie des neutrinos *pp*.

SAGE et GALLEX sont, comme Homestake, des expériences radiochimiques, elles ne permettent donc pas d'étude temporelle à court terme du flux, et ne donnent aucune information sur la direction et l'énergie des neutrinos incidents.

7.2.3 Résultats obtenus

Les taux de capture annoncés par les collaborations SAGE (Gavrin, 2001) après 10 années de mesures et GALLEX (Bellotti, 2001) après 8 années sont :

$$\begin{aligned} R_{SAGE} &= 75.4_{-7.4}^{+7.8} \text{ SNU} \\ R_{GALLEX} &= 74.1_{-6.8}^{+6.7} \text{ SNU} \end{aligned}$$

où les incertitudes représentent la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques. On peut voir que les résultats obtenus par les deux expériences sont compatibles entre eux, avec un flux moyen d'environ 75 SNU.

La théorie prévoit pour ces expériences un taux de capture de 129 SNU, c'est à dire que le flux total mesuré à partir de 233 keV est environ 58 % du flux prédit. Ces deux expériences voient donc un déficit, comme Homestake l'a observé.

7.3 Kamiokande

Kamiokande (KM) est une version améliorée du détecteur Kamioka³ étudiant la désintégration des nucléons (durée de vie du proton). Le principal but de cette remise à niveau était de pouvoir étudier les neutrinos solaires pour tester les résultats de Homestake.

7.3.1 Principe

Le principe de KM (Hirata et al., 1991a) diffère totalement des expériences radiochimiques au chlore ou au gallium. Le détecteur est une cuve cylindrique contenant 3000 tonnes d'eau, dont 680 tonnes servant à la détection des neutrinos solaires⁴. L'interaction utilisée est la diffusion élastique neutrino - électron, l'électron de recul étant détecté grâce à la lumière Cherenkov qu'il émet en se déplaçant dans l'eau, par 948 photomultiplicateurs (PM) répartis sur les parois de la cuve. A partir de la lumière récoltée dans les différents PM, on peut retrouver l'énergie et la direction de cet électron. Le seuil de détection de l'électron est de 7.5 MeV, ce qui correspond à des neutrinos du ⁸B (cf. fig. 7.1).

Les principales sources de bruit de fond sont les produits de spallation (émetteurs β) des muons cosmiques, les neutrons et les photons émis par la roche, et la radioactivité interne du détecteur. Les désintégrations β des produits de spallation sont

³ Ce détecteur est situé dans la mine de Kamioka au Japon, à 2700 mwe.

⁴ La totalité du détecteur n'est utilisée que pour la détection des neutrinos atmosphériques.

corrélées spatialement et temporellement aux muons cosmiques et peuvent être rejetées. Les γ émis par la roche interagissent principalement près des parois de la cuve et sont rejetés en limitant le volume fiduciel à la zone située à plus de 2 mètres des parois. La radioactivité interne du détecteur est réduite au maximum par l'utilisation d'une eau très pure.

Les erreurs systématiques sont dues à l'incertitude sur la calibration en énergie, à la résolution angulaire et à la définition du volume fiduciel. L'erreur systématique totale estimée sur le flux est de 9.7 % (Fukuda et al., 1996).

7.3.2 Résultats accessibles

Le potentiel de KM est nettement supérieur à celui d'une expérience radiochimique grâce à l'utilisation de la diffusion élastique. En effet, cette interaction permet la détection du neutrino en temps réel. De plus, dans la gamme d'énergie de cette expérience, la direction de l'électron diffusé est voisine de celle du neutrino incident. Si on représente la distribution du cosinus des angles θ_{\odot} entre la direction de l'électron et celle opposée au Soleil, on obtient une composante plate due au bruit de fond et un pic pour $\cos \theta_{\odot} \simeq 1$. La largeur de ce pic est essentiellement fixée par la résolution angulaire⁵ du détecteur $\Delta\theta \sim 30^{\circ}$. On peut donc réduire le bruit de fond en prenant les événements du pic uniquement, ce qui permet en plus d'assurer l'origine solaire du signal.

Ce détecteur mesure aussi l'énergie de l'électron incident avec une résolution $\sigma_E/E \sim 20\%$ et un seuil de 7.5 MeV, imposé par le bruit de fond radioactif. À partir de la forme caractéristique du spectre β des neutrinos ${}^8\text{B}$ et de la section efficace de diffusion élastique, on peut prédire le spectre théorique de ces électrons dans SK. En comparant les deux spectres, on peut alors étudier les variations du flux avec l'énergie, ce qui permet de contraindre les paramètres d'oscillations.

De plus, la mesure en temps réel permet de faire des études temporelles beaucoup plus fines qu'avec les expériences radiochimiques, et de tester les effets prévus par les différents modèles d'oscillations (effet jour/nuit, effet saisonnier).

7.3.3 Résultats obtenus

Le nombre d'événements neutrinos solaires détectés après 8 années de mesure est de 597 ± 41 (Fukuda et al., 1996) alors que le nombre prévu par la théorie est de 1213. Cette expérience montre donc elle aussi un déficit très clair du nombre de neutrinos

⁵ L'incertitude sur la direction de l'électron est due à la diffusion multiple dans l'eau et au principe de la mesure par échantillonnage sur les PM.

électrons atteignant la Terre, le flux mesuré étant environ la moitié du flux prédit ($0.492 \pm 0.034(\text{stat}) \pm 0.058(\text{syst})$). Par contre, l'étude des variations du flux avec l'énergie ne montre pas de distorsions du spectre (Inoue, 1997).

Une étude temporelle du signal a été effectuée (Hirata et al., 1991b) pour rechercher un effet saisonnier, l'effet jour/nuit ou un effet semi-annuel⁶. Les résultats de ce travail sont tous consistants avec l'absence d'effet. Une étude sur le flux mesuré en fonction de l'activité solaire (Fukuda et al., 1996) ne montre pas de corrélation statistiquement significative.

Un point important de Kamiokande est que c'est la première expérience sur les neutrinos solaires ayant pu réellement montrer l'origine solaire des neutrinos détectés, confirmant ainsi l'origine nucléaire de l'énergie solaire.

7.4 Super-Kamiokande

Super-Kamiokande (SK) est une évolution de Kamiokande basée sur le même principe de détection, mais avec des modifications permettant d'augmenter la statistique et de réduire les erreurs systématiques (Suzuki, 1994).

7.4.1 Principe

Ce détecteur utilise le rayonnement Cherenkov produit par les électrons mis en mouvement lors d'une diffusion élastique neutrino - électron. Cette interaction se produit dans une cuve de 50000 tonnes d'eau, dont 22000 tonnes sont utilisées pour la détection des neutrinos solaires (soit un nombre de cibles potentielles 30 fois plus grand que dans KM). La lumière émise est récoltée par 11200 PM permettant de retrouver l'énergie et la direction de l'électron diffusé.

Le seuil de détection a été descendu à 5.5 MeV, permettant d'augmenter la statistique d'un facteur 3 par rapport à KM. Grâce à l'augmentation du volume fiduciel et à cette baisse de seuil, le taux d'événements attendu dans SK est environ 100 fois supérieur à celui de Kamiokande.

Les sources de bruit de fond sont les mêmes que dans Kamiokande, mais l'amélioration de la résolution en énergie et la meilleure reconstruction du vertex permettent un meilleur rejet.

L'utilisation de PM plus performants et avec une meilleure couverture de la surface du détecteur (40 % pour SK contre 20 % pour KM), ainsi qu'une calibration

⁶ Cet effet serait lié à la variation du champ magnétique solaire traversé par un neutrino détecté sur Terre en fonction de la période de l'année.

très précise à partir d'un accélérateur linéaire à électrons ont permis de réduire les erreurs systématiques par rapport à Kamiokande. L'erreur systématique sur le flux est d'environ 3 %.

7.4.2 Résultats

Les études menées avec SK sont les mêmes que celles de KM, mais avec des incertitudes nettement plus faibles grâce à la diminution des erreurs systématiques et à l'augmentation du nombre d'événements. Il est donc possible de faire des études plus fines des variations temporelles et spatiales du flux.

Le rapport du nombre d'événements mesurés au nombre d'événements prédits est, après 1117 jours de mesures (Suzuki, 2001) :

$$\frac{\text{Data}}{\text{SSM}} = 0.465 \pm 0.005 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.015 \\ -0.013 \end{matrix} \text{ (syst)} = 0.465 \begin{matrix} +0.016 \\ -0.014 \end{matrix}$$

Ce résultat est compatible avec celui de Kamiokande et montre une atténuation moyenne du flux de neutrinos ^8B d'un peu plus d'un facteur 2.

Les résultats des études temporelles sur le spectre (Suzuki, 2001) confirment, elles aussi, les résultats obtenus par Kamiokande :

- Variation saisonnière : compatible avec l'excentricité de la Terre.
- Pas de corrélation avec le nombre de taches solaires.
- Asymétrie jour/nuit : $\frac{D-N}{(D+N)/2} = -0.034 \pm 0.022 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.013 \\ -0.012 \end{matrix} \text{ (syst)}$

Ces résultats ne suffisent pas à faire un choix parmi les différents modes d'oscillation envisagés (oscillations dans le vide, effet MSW ou moment magnétique), mais ils favorisent une solution MSW à grand angle de mélange (il existe aussi une solution MSW à petit angle de mélange, qui est défavorisée par l'effet jour/nuit).

L'étude des distorsions du spectre en énergie de l'électron de recul montre que le spectre mesuré est compatible avec un coefficient constant. Cet effet défavorise principalement les oscillations dans le vide qui dépendent fortement de l'énergie.

Une difficulté soulevée par SK est une forte remontée du spectre en énergie de l'électron de recul, à haute énergie (13 - 15 MeV). Ceci peut s'expliquer en réajustant le flux de neutrinos Hep (Suzuki, 2001), dont l'incertitude théorique n'est pas connue. Le meilleur ajustement donne $\Phi_{SK}(\text{Hep}) = (5.4 \pm 4.6) \times \Phi_{SSM}(\text{Hep})$ ⁷ avec la contrainte $\Phi(\text{Hep}) < 13.2 \times \Phi_{SSM}(\text{Hep})$.

⁷ Le flux $\Phi(\text{Hep})$ prédit dans le dernier modèle solaire de Bahcall (2001) est 4.4 fois plus élevé que dans l'ancien modèle de Bahcall (1998) utilisé dans cette analyse de SK.

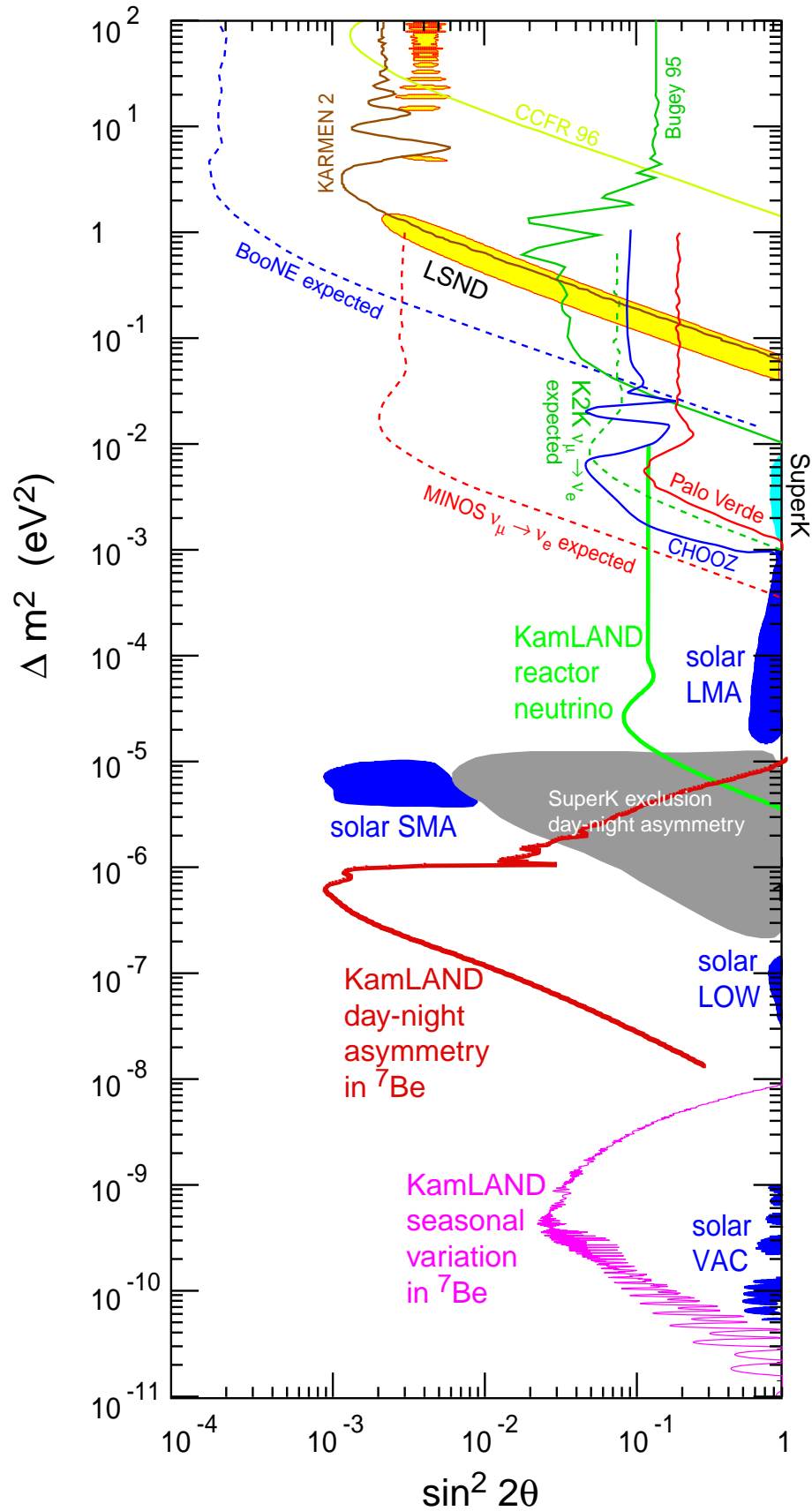


Fig. 7.2: Résultats des différentes expériences sur les oscillation de neutrinos et zones accessibles par les futures expériences prévues (Albright et al., 2001).

8. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

8.1 *Le problème des neutrinos solaires*

Le tableau 8.1 résume les résultats obtenus par les différentes expériences mesurant le flux de neutrinos solaires. La deuxième colonne montre que toutes les expériences observent un déficit du flux mesuré par rapport aux prédictions théoriques. On voit que ce déficit n'est pas constant et qu'il dépend de la composition du signal mesuré, ce qui montre que l'atténuation du flux dépend de l'énergie.

Type d'expériences	Flux mesuré (en % du flux prédit)	Contribution des différentes sources (%)		
		ν_{pp}	ν_{Be}	ν_B
Gallium	~ 59 %	58	32	10
Homestake	~ 34 %		24	76
Super-K	~ 46 %			100
Solution mathématique du système		+ 100 %	- 4 %	+ 47 %
Solution physique du système		100 %	0 %	50 %

Tab. 8.1: Résultats des expériences neutrinos solaires.

La solution mathématique de ce système donne un flux ν_{Be} légèrement négatif... qui est donc fixé à zéro pour trouver une solution physiquement acceptable¹.

Cette valeur négative n'est pas réellement problématique, et peut s'expliquer par les incertitudes expérimentales et théoriques (prévisions des différents flux et de leurs contributions dans les diverses expériences), c'est à dire qu'on peut considérer que les solutions physique et mathématique sont équivalentes.

Mais il reste néanmoins à expliquer pourquoi le Soleil n'émet apparemment pas de ν_{Be} , et pourquoi le flux de ν_B est deux fois plus faible que les prévisions théoriques. Toute tentative d'explication des résultats obtenus par les diverses expériences neutrinos solaires devra donc expliquer cette atténuation des flux mesurés, et la dépendance non triviale de cette atténuation avec l'énergie.

¹ Nous verrons à la fin de ce chapitre que la future expérience Borexino est spécialement dédiée à l'étude de ce flux de ν_{Be} .

8.2 Les solutions du problème ?

Si les résultats expérimentaux sont justes, les solutions du problème doivent être recherchées dans les **prévisions théoriques des flux observés** par les diverses expériences. Ces flux sont calculés à partir de modèles solaires, il est donc logique de remettre en cause ces modèles.

8.2.1 Modèles solaires

Les modèles d'évolution stellaire sont des outils permettant de simuler les caractéristiques physiques d'une étoile (température, densité, composition chimique) en fonction de son âge. Ces modèles sont très complexes et doivent tenir compte des nombreux processus physiques (production et transport de l'énergie) à l'œuvre dans une étoile, ces processus dépendant eux-mêmes de paramètres souvent difficiles à estimer (opacité, diffusion des éléments, convection, sections efficaces nucléaires).

La précision de ces modèles est déterminée par la prédiction de certaines grandeurs physiques mesurables dans le Soleil (luminosité, rayon, métallicité). Depuis quelques années, la mesure de modes acoustiques du Soleil permet de déterminer précisément la vitesse du son en fonction de la profondeur dans notre étoile.

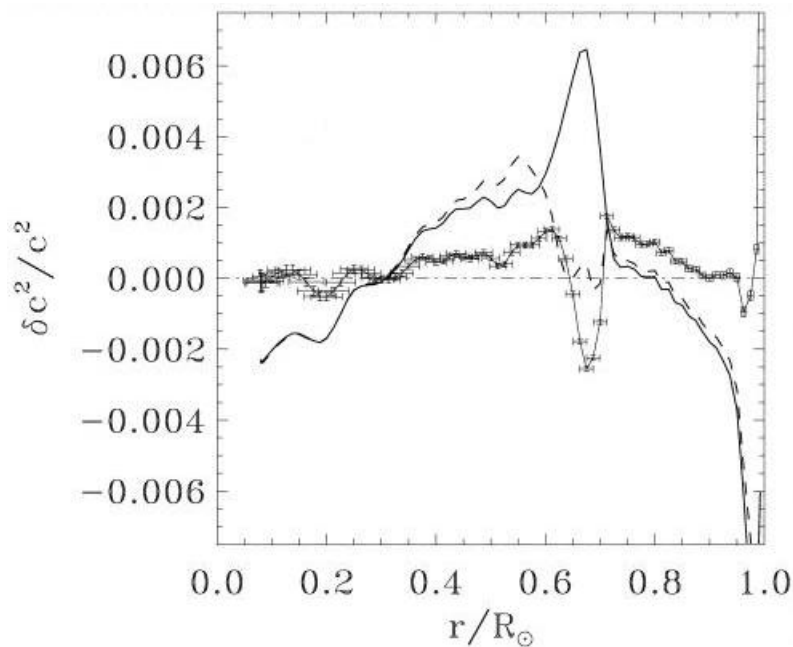


Fig. 8.1: Comparaison des données de l'héliosismologie et des prédictions du modèle standard de Brun, Turck-Chièze et Morel (1998).

La comparaison de ces vitesses avec celles prédites par les modèles solaires (figure 8.1) montre qu'il y a un très bon accord entre les prédictions théoriques et l'héliosismologie. Il n'existe pour le moment aucune méthode permettant de prédire les flux de neutrinos observés tout en restant en accord avec les données de l'héliosismologie (voir par exemple (Richard et Vauclair, 1997), où le flux de neutrinos est diminué en modifiant le mélange des éléments près du cœur, ce qui rend les modèles incompatibles avec les données de l'héliosismologie).

Un autre problème important soulevé par les résultats des expériences de neutrinos solaires concerne les flux de neutrinos ${}^7\text{Be}$ et ${}^8\text{B}$. En effet, la production d'un noyau ${}^8\text{B}$ dans le Soleil se fait nécessairement à partir d'un noyau ${}^7\text{Be}$ (cf. annexe B). Il est donc très difficile, sauf en changeant les cycles de production d'énergie dans le Soleil, d'obtenir un accord entre prédictions théoriques et résultats expérimentaux.

8.2.2 *Modèle standard de la physique des particules*

Si on admet que les flux prédits par les modèles solaires sont exacts, l'unique façon d'expliquer les résultats observés est donc d'imaginer un processus capable de modifier le flux de neutrinos entre les lieux de production et de détection. On a vu dans la partie 5 que des oscillations peuvent avoir cet effet, en modifiant la saveur des neutrinos provenant du Soleil, ce qui se traduit par une baisse du nombre d'événements mesurés dans les détecteurs.

Pour contraindre les paramètres d'oscillation, on utilise les résultats fournis par les expériences neutrinos solaires : le flux global des expériences radiochimiques et le spectre d'électrons obtenu par SK. Les analyses montrent qu'il existe quatre régions dans le plan $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ (en bleu sur la figure 7.2) compatibles avec ces données expérimentales :

- les régions SMA (Small Mixing Angle), LMA (Large Mixing Angle) et LOW (LOW mass) correspondent à des oscillations dans la matière.
- la région VAC (VACcum) correspond à des oscillations dans le vide.

La région la plus favorisée par les résultats expérimentaux dépend du type d'étude effectuée : analyse à 2, 3 ou 4 neutrinos, traitement unifié ou non des différents modes d'oscillations, choix de l'intervalle de définition des angles de mélanges. Une étude récente très complète (Gonzalez-Garcia et al., 2001b) montre que les trois régions LMA, SMA et LOW sont à peu près aussi probables, la solution SMA étant légèrement favorisée. Par contre, les oscillations dans le vide sont très défavorisées par les résultats de SK qui montrent une atténuation du flux de neutrino du ${}^8\text{B}$ à peu près indépendante de l'énergie. Le meilleur ajustement des données obtenu dans cette

analyse est :

$$\tan^2(\theta_{13}) = 0.0 \ ; \ \tan^2(\theta_{12}) = 0.37 \ ; \ \delta m_{21}^2 = 3.3 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

Dans le cas d'une hiérarchie de masse $\delta m_{12}^2 \ll \delta m_{23}^2 \simeq \delta m_{13}^2$, les expériences de neutrinos solaires ne contraignent que ces trois valeurs. Les termes contenant les différences de masse δm_{23}^2 et δm_{13}^2 sont moyennés à cause de la très faible valeur de L/E de ce type d'expériences. L'angle $\theta_{12} \equiv \theta_{\odot}$ et la différence de masse $\delta m_{21}^2 \equiv \delta m_{\odot}^2$ sont les grandeurs utilisées pour les analyses à deux neutrinos (voir la partie II). Pour une hiérarchie de ce type, l'angle $\theta_{13} \equiv \theta_{\text{reac}}$ ² est le seul paramètre contraint à la fois par les expériences solaires, atmosphériques et réacteurs.

8.3 Meilleure solution des données actuelles

Malgré le nombre important d'expériences ayant déjà mesuré les différents flux de neutrinos arrivant sur Terre, on voit que le problème des oscillations de neutrinos est loin d'être résolu. Les résultats obtenus par les diverses expériences neutrinos solaires et par Super-Kamiokande sont des preuves très fortes en faveur de l'existence de ces oscillations, et donc en faveur d'une masse des neutrinos. Mais en ce qui concerne les paramètres décrivant ces oscillations, la situation reste très ambiguë. Le tableau 8.2 résume les résultats obtenus par une analyse globale à trois neutrinos des données fournies par les expériences neutrinos atmosphériques, solaires et réacteurs (Gonzalez-Garcia et al., 2001b).

Solution	$\tan^2 \theta_{13}$	$\tan^2 \theta_{12}$	Δm_{21}^2	$\tan^2 \theta_{23}$	Δm_{32}^2
LMA	0.005	0.36	3.3×10^{-5}	1.4	3.1×10^{-3}
SMA	0.005	6.8×10^{-4}	5.1×10^{-6}	1.4	3.1×10^{-3}
LOW	0.005	0.58	9.6×10^{-8}	1.4	3.1×10^{-3}

Tab. 8.2: Paramètres d'oscillations donnant le meilleur ajustement des données (Gonzalez-Garcia et al., 2001b) fournies par les expériences neutrinos solaires, atmosphériques et par l'expérience CHOOZ. Les différences de masses sont en eV^2 .

Le problème des neutrinos atmosphériques peut s'expliquer par des oscillations $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_x$ ($x = \tau, s$), avec un angle de mélange presque maximal et une différence de masses d'environ $3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$. Il reste encore à déterminer si les oscillations se font vers un ν_{τ} ou vers un neutrino stérile, et à préciser les valeurs de δm^2 et $\sin^2 2\theta$.

² Il est représentatif des expériences utilisant des neutrinos issus de réacteurs car c'est le seul angle de mélange entrant dans la probabilité de survie de ce type d'expériences (SBL).

Il faut aussi déterminer précisément la fraction d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, c'est à dire contraindre plus fortement la valeur de θ_{13} obtenue par les résultats de CHOOZ.

En ce qui concerne les neutrinos solaires, qui sont adaptés à l'étude des oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_x$ ($x = \mu, \tau, s$), il faut déterminer laquelle des trois³ régions LMA, SMA ou LOW est effectivement réalisée. Il faudra ensuite déterminer précisément la valeur des paramètres d'oscillations et le type d'oscillations mis en jeu.

Pour éclaircir cette situation encore très confuse, de nouveaux résultats expérimentaux sont nécessaires. Dans la section suivante, nous allons voir le principe de diverses expériences qui commencent juste à prendre des données (ou qui débiteront prochainement) et quelles sont les ambiguïtés qu'elles pourront lever. Nous verrons aussi le principe de certaines expériences dites de troisième génération qui sont actuellement à l'étude.

8.4 La situation avec les résultats de SNO

Le résultat récent de l'expérience SNO⁴ (Ahmad et al., 2001), combiné avec celui de SK, a fait faire un grand pas dans la compréhension du problème des neutrinos solaires. La figure 8.2 montre la composition en saveur du flux de neutrinos émis par le Soleil et détecté sur Terre qui peut être déduite de ces deux résultats.

L'expérience SK, qui utilise la diffusion élastique, est sensible aux ν_e ainsi qu'aux autres saveurs actives (ν_μ et ν_τ), mais avec une section efficace 6.5 fois plus faible. Dans un plan $(\Phi_e, \Phi_{\mu\tau})$, où Φ_e et $\Phi_{\mu\tau}$ représentent respectivement les flux de ν_e et de $\nu_\mu + \nu_\tau$, le résultat de SK est donc une droite oblique, dont la pente ($a = 1/6.5 = 0.154$) est donnée par le rapport des sections efficaces. La valeur donnée par la collaboration SK, $\Phi = 2.32 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, correspond à un flux de ν_e pur, et elle représente 46 % du flux prédit par les modèles solaires ($\Phi_e \simeq 5.05 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

L'expérience SNO ne détecte que les neutrinos électroniques (pour la réaction à courant chargé), elle est donc représentée par une droite verticale dans le plan $(\Phi_e, \Phi_{\mu\tau})$. Le résultat obtenu ($\Phi_e = 1.75 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) donne directement la valeur du flux de ν_e émis par le Soleil et détecté sur Terre, et il correspond à 35 % du flux prédit par les modèles solaires.

Pour expliquer simultanément ces deux résultats, il est nécessaire de supposer l'existence d'un flux de neutrinos de type non électronique, et la valeur de ce flux ($\Phi_{\mu\tau} = 3.69 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) correspond à l'ordonnée du point d'intersection des deux droites (l'abscisse étant nécessairement le flux donné par SNO). Le flux total de

³ Pour une oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_s$, seule une solution SMA permet de concilier les données. Le meilleur ajustement est donné par $\delta m^2 = 3.8 \times 10^{-6} \text{ eV}^2$ et $\tan^2 \theta = 0.001$.

⁴ Le principe de cette expérience est expliquée dans la section suivante

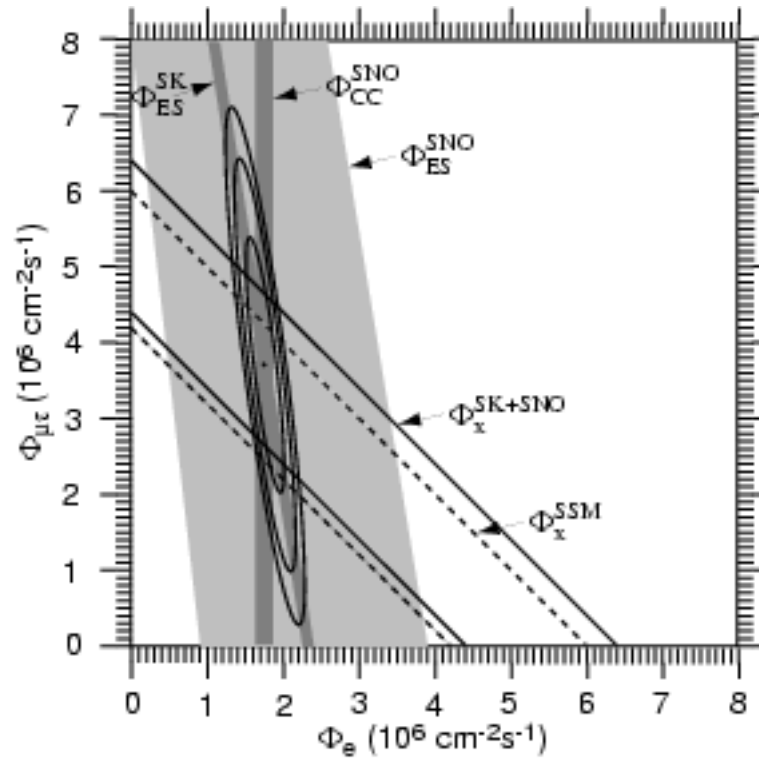


Fig. 8.2: Combinaison des résultats des expériences Super-K et SNO.

neutrinos émis par le Soleil est la somme des deux flux : $\Phi_{\odot} = 5.44 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (sur la figure 8.2, ce flux est donné par la bande diagonale notée Φ_x^{SK+SNO} , qui tient compte de l'incertitude (1σ) de $\pm 18\%$). Ce flux est en accord avec les prévisions des modèles solaires (représenté par la bande en pointillés notée Φ_x^{SSM} incluant une erreur de $^{+20}_{-16}\%$). Ce résultat important ne nécessite pas l'existence d'un neutrino stérile. Il est bon de remarquer que la bande Φ_x^{SSM} serait environ 20 fois moins large (à 1σ) si cette mesure était faite pour des ν_{pp} .

Avec ce nouveau résultat, le tableau 8.1 se réécrit maintenant sous la forme du tableau 8.3, où le résultat de Super-K est remplacé par celui de SNO. À la lumière de ce nouveau résultat, on comprend maintenant que la solution obtenue dans la section 8.1 n'a pas de réalité physique, car elle comparait des grandeurs de nature différentes (le flux pur de ν_e des expériences radiochimiques est comparé au mélange $\nu_e + \nu_{\mu\tau}$ de l'expérience SK).

La solution du nouveau système d'équations du tableau 8.3 compare cette fois uniquement des flux purs de ν_e . Le résultat obtenu montre toujours une atténuation du flux qui dépend de l'énergie, mais le problème du flux de béryllium inférieur au flux de bore disparaît.

Type d'expériences	$\Phi_{\text{exp}}/\Phi_{\text{theor}}$	Contribution des différentes sources		
		ν_{pp}	ν_{Be}	ν_{B}
Gallium (ν_e)	$\sim 59 \%$	58 %	32 %	10 %
Homestake (ν_e)	$\sim 34 \%$		24 %	76 %
SNO / Super-K (ν_e)	$\sim 35 \%$			100 %
Solution du système		79 %	31 %	35 %

Tab. 8.3: Résultats des expériences neutrinos solaires avec SNO.

Il faut noter que ce le résultat de SK/SNO implique déjà l'existence d'oscillations, car le flux de neutrino ^8B détecté sur Terre est composé de 35 % de ν_e et de 65 % de ν_x ($x=\mu, \tau$), cette dernière composante ne pouvant s'expliquer que par un changement de saveur.

En ce qui concerne les paramètres d'oscillations, la dernière analyse globale favorise la solution LMA ($\delta m_{21}^2 = 4.1 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\tan^2 \theta_{21} = 0.41$), mais les solutions LOW et SMA restent acceptables (Gonzalez-Garcia et al., 2001a). L'oscillation vers un neutrino stérile est fortement défavorisée.

9. LES FUTURES EXPÉRIENCES

9.1 *Le proche avenir*

9.1.1 SNO

SNO (Sudbury Neutrino Observatory) est une expérience de détection de neutrinos solaires, située dans la mine de Sudbury (~ 6000 mwe) au Canada, qui a commencé à prendre ses premières données en novembre 1999. La cible est une sphère de 12 m de diamètre contenant 1000 tonnes d'eau lourde (D_2O), entourée de 9438 PM couvrant 54 % de la surface (Collaboration SNO, 2000). Les neutrinos interagissent par courant chargé ($\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$), par courant neutre ($\nu_x + d \rightarrow n + p + \nu_x$) ou par diffusion élastique ($\nu_x + e^- \rightarrow e^- + \nu_x$). La détection, qui se fait en temps réel et avec un seuil de 5 MeV fixé par le bruit de fond radioactif, est limitée aux neutrinos du 8B .

L'électron ($E_e \lesssim 14$ MeV) est détecté par la lumière Cherenkov qu'il émet, ce qui permet de mesurer son énergie ($\Delta E \lesssim 20$ %) et sa direction ($\Delta\theta \lesssim 25^\circ$). Lors de la réaction par CC, l'énergie du neutrino et de l'électron sont fortement corrélées, ce qui permet de mesurer le spectre des neutrinos 8B , et donc d'être sensible aux distorsions du spectre en énergie. Pour une diffusion élastique, la direction de l'électron de recul est voisine de celle du neutrino incident (car les neutrinos du 8B sont relativement énergétiques), ce qui permet d'obtenir des informations sur la répartition angulaire des événements.

Dans la première phase de l'expérience, où la sphère est remplie d'eau lourde pure, le neutron émis par l'interaction CN est capturé par un noyau de deutérium avec une efficacité de 25 %. Dans la deuxième phase, l'ajout d'un sel de chlore ($MgCl_2$) permettra d'augmenter l'efficacité de capture à 83 %. Après capture, le noyau émet un ou plusieurs photons qui transféreront une partie de leur énergie à des électrons par diffusion Compton, ces derniers pouvant alors être détectés par leur émission Cherenkov. Dans la dernière phase de l'expérience, des détecteurs proportionnels à 3He permettront une détection directe des neutrons, avec une efficacité de 45 % (McDonald, 2001).

L'observable la plus importante obtenue avec ce dispositif expérimental est le

double¹ rapport $[NC]/[CC]$ du nombre d'événements obtenu par courant neutre (également sensible à toutes les saveurs de neutrino) et par courant chargé (uniquement sensible aux neutrinos électroniques). Dans le cas d'oscillations vers un neutrino actif, cette observable, qui est indépendante des modèles solaires, montrera de manière sûre l'existence d'oscillations. Il sera aussi possible de faire une étude des différents flux (mesurés par CC, NC ou diffusion élastique) en fonction du temps, de l'énergie de l'électron de recul ou de la direction.

Avec les valeurs des paramètres d'oscillations favorisées par les données actuelles, SNO ne pourra probablement pas faire un choix parmi les différentes régions d'oscillations (sauf si la valeur réelle des paramètres se trouve dans une partie peu probable de certaines régions). Par contre, cette expérience permettra peut être d'éliminer l'hypothèse d'un neutrino stérile².

9.1.2 Borexino

Borexino (Collaboration Borexino, 2001) est une expérience de détection des neutrinos solaires, située dans le laboratoire souterrain du Gran-Sasso (~ 3500 mwe) en Italie, qui devrait commencer à prendre des données à la fin de l'année 2001. Cette expérience est dédiée à la mesure de la raie à 862 keV du ${}^7\text{Be}$, pour vérifier si l'hypothèse de la suppression de ce flux est exacte³.

La cible est une sphère de 6 m de diamètre contenant 100 tonnes de scintillateur liquide (pseudocumène + 1.5 g.l^{-1} PPO). Cette cible est entourée de différentes parties concentriques permettant de réduire le bruit de fond, dont une sphère de 13.7 m de diamètre supportant les 2200 PM (couverture de 30 %) regardant la cible. Le seuil devrait être placé à 250 keV, grâce au très faible bruit de fond radioactif atteint dans le détecteur.

L'interaction utilisée pour détecter les neutrinos est la diffusion élastique neutrino - électron. A partir d'une source monochromatique de 862 keV, cette interaction produit un front Compton à 664 keV suivi d'un spectre continu vers les basses énergies (cf. fig. 9.1). L'énergie de l'électron de recul est obtenue à partir de la lumière produite par le scintillateur (450 photo-électrons par MeV), avec une résolution de 5 % à 1 MeV (Ranucci, 2001). Par contre, cette méthode n'apporte aucune information sur la direction de l'électron de recul. La mesure de la raie du ${}^7\text{Be}$ est faite en sélectionnant les électrons d'énergie inférieure à 800 keV. Une deuxième fenêtre allant de 1.5 à 5 MeV permettra de mesurer les neutrinos du ${}^8\text{B}$.

¹ Les grandeurs notées $[i]$ représentent le rapport entre les valeurs expérimentale et théorique.

² Pour une description détaillée des différents effets, voir par exemple (Bahcall et al., 2000).

³ Cette expérience est donc très difficile car elle cherche à mesurer un signal très faible, et probablement supprimé.

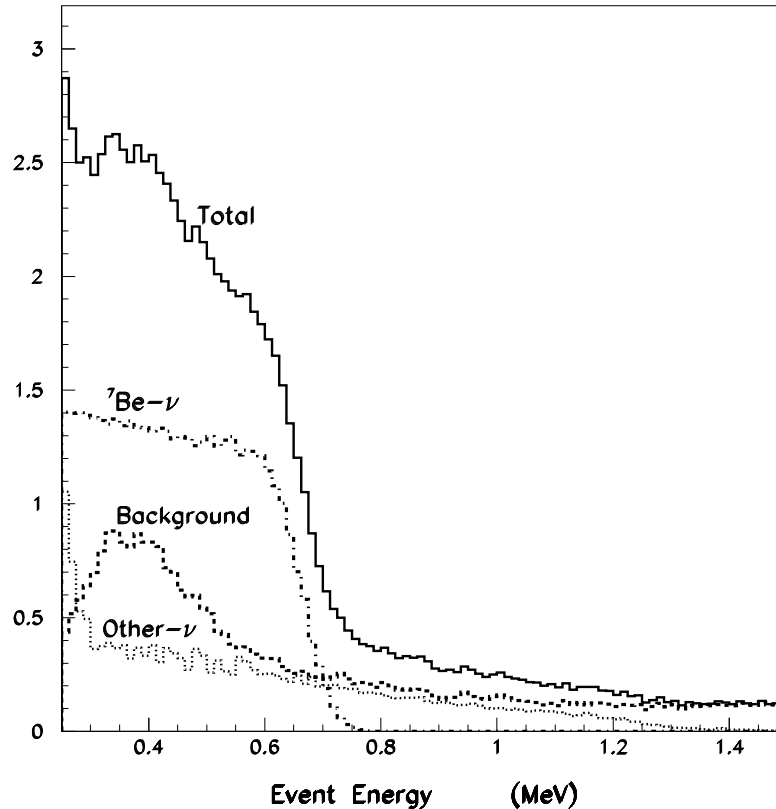


Fig. 9.1: Spectre simulé de l'énergie des électrons de recul produits par l'interaction de neutrinos et par le bruit de fond dans Borexino. Ce spectre est celui prévu par le modèle standard.

L'utilisation de la diffusion élastique peut permettre de différencier les oscillations vers un neutrino actif ou stérile. En effet, dans le cas d'une conversion complète des ν_{Be} vers un neutrino actif, le signal observé sera d'environ 23 % (contribution des CN à la section efficace dans cette fenêtre d'énergie) des prévisions du modèle standard (~ 55 evt/j). Toute valeur du flux inférieure à cette limite sera donc une indication d'oscillations vers un neutrino stérile. Sinon, la mesure de ce flux permettra peut être de distinguer une solution à petite angle de mélange (~ 10 evt/j pour SMA) d'une solution à grand angle (~ 30 evt/j pour LMA et LOW).

Dans le cas d'une solution à grand angle de mélange, un effet jour/nuit important ($\sim 10 - 20$ %) serait une indication en faveur de la solution à faible différence de masses (LOW). Une autre variation temporelle qui peut être très importante dans Borexino est l'effet saisonnier, qui est beaucoup plus marqué pour une raie que pour un

spectre⁴, et qui serait une indication d'oscillations dans le vide. La partie géométrique de cet effet dû à l'excentricité de l'orbite terrestre, qui existe avec ou sans oscillation, permettra de montrer l'origine solaire du signal.

9.1.3 KamLAND

KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) est une expérience sur neutrinos de réacteurs, destinée à étudier l'anomalie des neutrinos solaires, qui devrait commencer à prendre des données en 2001. La source de neutrinos est un ensemble de 16 centrales nucléaires situées autour de la mine de Kamioka où est installé le détecteur (à 2700 mwe), les 6 principales sources (78 % du flux) définissant une base de 139 à 214 km (Piepke, 2001). L'énergie moyenne des neutrinos détectés est $\bar{E}_\nu \sim 4$ MeV, ce qui rend cette expérience sensible à des différences de masses $\delta m^2 \gtrsim 8 \times 10^{-6}$ eV².

Le détecteur est du même type que celui utilisé dans Borexino ou CHOOZ : la cible est une sphère contenant 600 tonnes de scintillateur liquide (80 % paraffine + 20 % pseudocumène + 1.5 g.l⁻¹ PPO) entourée de différents milieux permettant de réduire le bruit de fond et d'une sphère supportant 1932 PM. Les anti-neutrinos sont détectés par leur réaction β inverse sur un proton ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, seuil de 1.8 MeV) permettant une détection en temps réel. La signature de cette réaction est la fluorescence (plus deux photons de 511 keV) engendrée par le positron, suivie de la capture du neutron par un proton ($n + p \rightarrow d + \gamma$, $E_\gamma = 2.2$ MeV) avec une demi-vie d'environ 180 μ s. Ceci permet de mesurer l'énergie du neutrino détecté.

Les contraintes sur les paramètres d'oscillations seront obtenues à partir du flux total et du spectre en énergie des neutrinos détectés. On peut voir sur la figure 7.2 la zone que pourra explorer cette expérience après 3 années de prise de données, si le bruit de fond est bien maîtrisé, car le signal attendu est faible (~ 3 evt/jour).

Une évolution future envisagée pour ce détecteur est la mesure de la raie du ⁷Be, en utilisant la diffusion élastique neutrino-électron, si le scintillateur peut être suffisamment purifié⁵. Ceci permettrait d'approfondir les résultats apportés par Borexino, grâce à la grande taille du détecteur de KamLAND.

Ces futures expériences sont consacrées spécifiquement au problème des neutrinos solaires. D'autres expériences actuellement à l'étude, qui explorent les zones de CHOOZ et de LSND, sont abordées dans l'annexe F.

⁴ Pour un spectre continu, l'effet de la variation de la distance source - détecteur est partiellement masquée par l'étendue en énergie de la source (ce qui permet de garder un rapport L/E constant).

⁵ car dans ce cas, augmenter le volume est équivalent à augmenter le rapport signal (\propto volume) à bruit (\propto surface)

9.2 Futur lointain

Plus de 98 % des neutrinos solaires sont produits en dessous de 1 MeV, mais à part Borexino, aucune expérience en temps réel ne peut étudier cette gamme d'énergie! Cette zone est pourtant très importante car les solutions actuelles prévoient une grande influence des oscillations à ces énergies (Bahcall et al., 2000, fig. 2).

Du point de vue de la physique stellaire, la mesure du flux des neutrinos pp est de toute première importance, car cela permettrait de tester les prédictions des modèles solaires pour la principale source d'énergie du Soleil, qui est aussi la mieux connue théoriquement.

Malgré l'importance de ces mesures, il n'existe actuellement aucune expérience acceptée pour faire cette étude très difficile. Par contre, il existe plusieurs projets actuellement en phase de recherche et développement.

LENS

LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) est un projet de détection en temps réel des neutrinos solaires de basse énergie par courant chargé. La réaction utilisée est la transition β $\nu_e + {}^{176}\text{Yb} \rightarrow {}^{176}\text{Lu}^* + e^-$, suivie de la désexcitation du lutétium (${}^{176}\text{Lu}^* \rightarrow {}^{176}\text{Lu} + \gamma$). Les neutrinos pp et ${}^7\text{Be}$ vont peupler deux états excités à 195 et 339 keV (avec un seuil de 301 et 445 keV) qui se désexcitent en 50 et ~ 1 ns en émettant un photon de 72 et 144 keV (Vignaud, 2001).

La signature de cette réaction est l'émission en coïncidence d'un électron et d'un photon, ce qui permet de réduire le bruit de fond. L'énergie du neutrino incident est retrouvée en mesurant l'énergie de l'électron (par scintillation) et du photon émis. Le détecteur envisagé est un détecteur segmenté contenant 20 tonnes d'ytterbium, sous forme de scintillateur liquide ou de cristal, ce qui donnerait un taux d'interaction d'un événement par jour. La principale difficulté est de faire un scintillateur ayant suffisamment d'ytterbium et une longueur d'atténuation correcte. De plus, comme dans la plupart des expériences sur neutrinos à basse énergie, une grande difficulté de ce projet est le bruit de fond radioactif.

HERON

HERON est un projet de détection en temps réel des neutrinos solaires de basse énergie (Adams et al., 2000). L'idée est d'utiliser la diffusion élastique neutrino - électron dans une cible de 10 tonnes d'hélium liquide (~ 25 événements par jour). L'électron de recul est détecté par les photons émis lors de la combinaison d'atomes

d'hélium (en dimère He_2) excités et/ou ionisés par le passage de l'électron, ainsi que par les quasi-particules (phonons et rotons) créées, ce qui permet de mesurer son énergie. Ceci permet aussi de retrouver la position de l'interaction, ce qui est utile pour le rejet du bruit de fond.

Grâce au faible taux de radioactivité interne réalisable en utilisant de l'hélium liquide, la détection pourrait se faire à un seuil très bas (~ 50 keV). Les résultats d'un tel détecteur, qui ne peut pas obtenir de spectre car l'énergie du neutrino n'est pas accessible, seraient complémentaires des résultats obtenus par les expériences à courant chargé (gallium et LENS) et par Borexino.

HELLAZ

Le projet HELLAZ (HELIum at LIquid AZote temperature) a pour but d'obtenir un spectre à haute résolution des neutrinos solaires de basse énergie en utilisant la diffusion élastique neutrino - électron. Une description détaillée du principe de l'expérience et des caractéristiques nécessaires du détecteur est donnée dans la partie suivante.

Quatrième partie

LE PROJET HELLAZ

10. PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE

Le but de Hellaz est de mesurer le spectre des neutrinos solaires de basse énergie ($E_\nu \lesssim 1$ MeV). Pour y parvenir, on doit utiliser une réaction permettant de retrouver l'énergie du neutrino. De plus, le seuil de la réaction, si il existe, doit être faible pour permettre de détecter les neutrinos pp ($E_{seuil} \lesssim 200$ keV).

Cette partie décrit le dispositif expérimental de Hellaz et la manière dont on détermine l'énergie du neutrino incident. La dernière partie expliquera de façon plus détaillée le choix du dispositif expérimental.

10.1 *Dispositif expérimental*

On a vu précédemment qu'il existe plusieurs façons de détecter des neutrinos. La diffusion élastique semble être la réaction la plus adaptée aux exigences de Hellaz, car elle a une section efficace connue précisément, elle n'a pas de seuil et elle peut permettre de retrouver l'énergie du neutrino avec une bonne précision.

On peut voir sur la figure 10.1 le principe de fonctionnement du détecteur Hellaz, qui est une TPC (Time Proportional Chamber) de 2000 m³ remplie d'hélium et d'un autre gaz servant de quencher (cf. section 11.1). Le choix de l'hélium et du volume de la cible sont expliqués dans la section 10.3.

Un neutrino provenant du Soleil diffuse sur un électron de l'hélium en transférant une partie de son énergie. L'électron éjecté se déplace alors dans le gaz en ionisant à son tour l'hélium, ce qui permet de matérialiser sa trace. Durant son déplacement, l'électron est dévié par les forces coulombiennes en passant à proximité des atomes du gaz. A cause de ces diffusions multiples, la trajectoire de l'électron est accidentée, ce qui rendra difficile la recherche de la direction initiale.

On fait dériver les électrons d'ionisation de la trace, sous l'action d'un champ électrique, vers un détecteur situé à une extrémité de la TPC. La vitesse de dérive, qui est fixée par le champ électrique, devra être choisie judicieusement. En effet, la caractéristique essentielle de cette TPC est de vouloir détecter chaque électron d'ionisation individuellement, or plus les électrons dérivent rapidement, plus ils arrivent

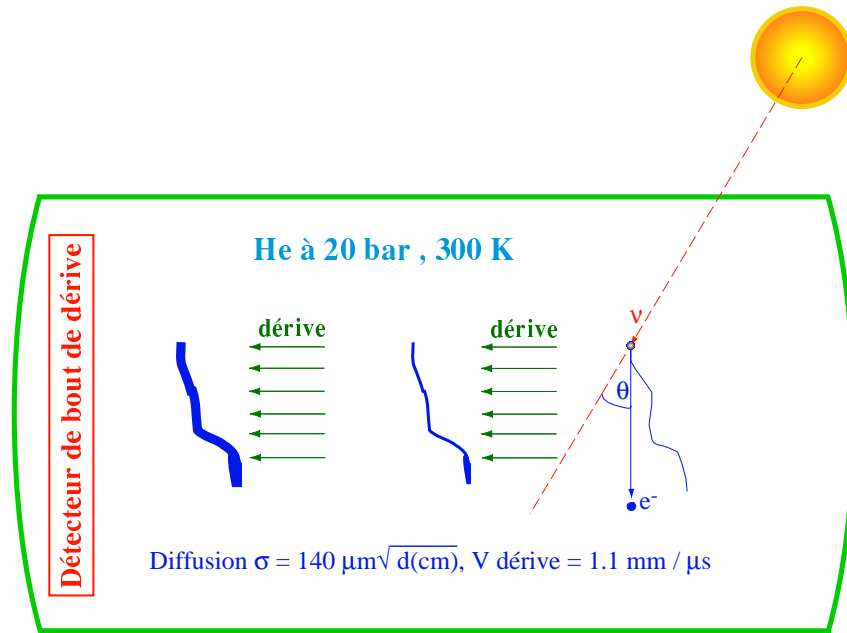


Fig. 10.1: Principe de fonctionnement du détecteur Hellaz.

sur le détecteur à une fréquence élevée, donc plus leur détection séparée est difficile. Mais si cette vitesse est trop lente, la durée d'un événement sera longue, ce qui augmentera le coût des mémoires électroniques utilisées (ce qu'on appelle la "profondeur des TDC"). Pour fixer les idées, une trace créée par un électron de 800 keV aura une longueur de l'ordre du mètre, ce qui correspond à une durée de l'ordre de 1 ms pour une vitesse de dérive de $\sim 1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Nous verrons dans la partie 14.4.2 que l'efficacité de détection des électrons de la trace dépend elle aussi des caractéristiques des TDC, donc le choix de la vitesse de dérive sera essentiellement liée au choix des TDC. Une autre contrainte sur la vitesse de dérive est la probabilité d'attachement des électrons d'ionisation avec les éléments électronégatifs comme l'oxygène, qui augmente avec le temps passé dans la TPC¹. Il se trouve que dans Hellaz, l'hélium sera recirculé, liquéfié et évaporé à chaque cycle, limitant ainsi la proportion d'éléments électronégatifs, donc ce phénomène ne sera pas critique. De plus, l'hélium et les gaz d'hydrocarbure ne se recombinaient pas avec les électrons libres.

Sans champ électrique, les électrons se thermalisent rapidement avec le gaz et leur distribution de vitesses est simplement décrite par une distribution de Maxwell, caractéristique d'un équilibre thermique. En présence d'un champ, la distribution des vitesses est la superposition du mouvement global de dérive généré par le champ et du mouvement aléatoire purement thermique, qui va entraîner une diffusion des électrons de la trace. On peut montrer que la distribution linéaire de charges après avoir diffusé

¹ ce qui augmente aussi le temps d'encombrement du détecteur et le bruit de fond.

un temps t est une Gaussienne centrée de variance $2Dt$, où D est un coefficient de diffusion caractéristique du gaz et des conditions de température et de pression. La vitesse de dérive étant constante, on peut réécrire le sigma de diffusion sous la forme :

$$\sigma = \sigma_{t/l} \sqrt{L(\text{cm})} \quad (10.1)$$

où L est la distance de dérive, qui est définie comme la distance entre les lieux d'interaction et de détection. σ_t et σ_l sont les coefficients de diffusion transverse et longitudinale dont les valeurs seront mesurées dans les conditions réelles de fonctionnement. En attendant d'avoir ces valeurs expérimentales, on utilise celles données par une simulation (Biaggi, 1999) :

$$\sigma_t \simeq \sigma_l \simeq 140 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-1/2} \quad (10.2)$$

Cette simulation étudie le parcours des électrons dans un mélange de gaz, sous l'influence d'un champ électrique, pour toute pression et tout champ magnétique, en tenant compte des niveaux d'excitations (rotationnel, vibrationnel) des différentes molécules. On retiendra que la diffusion varie comme la racine carrée de la distance de dérive (en cm), ce qui aura des conséquences sur l'efficacité de détection des électrons d'ionisation et sur la reconstruction de la direction de la trace.

Après avoir dérivé dans la TPC, le nuage d'électrons d'ionisation arrive sur un détecteur permettant de déterminer la position dans l'espace de chaque électron, ou plus exactement du maximum d'électrons possible, car ils ne seront pas tous détectés. La méthode de détection des électrons et l'inefficacité de la détection sont détaillées dans les sections 11.1 et 14.4.2.

10.2 Reconstruction de l'énergie du neutrino

On a vu dans la section 4.2 la relation permettant de retrouver l'énergie du neutrino incident :

$$E_\nu = \frac{m_e T_e}{p_e \cos \theta - T_e} \quad (10.3)$$

Cette relation permet de déterminer la résolution sur l'énergie du neutrino en fonction de la précision sur l'angle et l'énergie de l'électron. Nous estimerons aussi dans cette partie le seuil de détection des neutrinos.

10.2.1 Résolution sur l'énergie du neutrino

À partir de l'équation 10.3, on obtient aisément les équations :

$$\frac{\partial E_\nu}{\partial T} = \frac{E_\nu}{T} \times \frac{mT \cos \theta}{p(p \cos \theta - T)} \quad (10.4)$$

$$\frac{\partial E_\nu}{\partial \theta} = E_\nu \times \frac{p \sin \theta}{p \cos \theta - T} \quad (10.5)$$

qui nous permettent de définir la résolution sur l'énergie du neutrino, en fonction de l'erreur sur l'angle reconstruit et de la résolution sur l'énergie de l'électron de recul :

$$\frac{\sigma_{E_\nu}}{E_\nu} = \left(D_T^2 \frac{\sigma_T^2}{T^2} + D_\theta^2 \sigma_\theta^2 \right)^{1/2} \quad (10.6)$$

où $D_T = \frac{T}{E_\nu} \frac{\partial E_\nu}{\partial T}$ et $D_\theta = \frac{1}{E_\nu} \frac{\partial E_\nu}{\partial \theta}$.

Mais il est beaucoup plus parlant de montrer la figure 10.2, représentant la cinématique de la diffusion élastique neutrino - électron. Chaque courbe montre les valeurs que peuvent prendre simultanément l'énergie (en abscisse) et l'angle (en ordonnée) de l'électron de recul, pour un neutrino incident d'énergie donnée. Pour des neutrinos de basse énergie, les courbes sont peu inclinées par rapport à l'axe des ordonnées, ce qui signifie que, même en faisant une grande erreur sur la direction de l'électron de recul, on ne fait pas une grande erreur sur l'énergie du neutrino. C'est grâce à cette propriété qu'on peut obtenir une bonne résolution pour les neutrinos de basse énergie, malgré l'augmentation de l'erreur faite sur l'angle (l'incertitude sur l'énergie de l'électron augmente elle aussi à basse énergie, mais cette augmentation est beaucoup plus faible).

On peut voir sur la figure 10.3 une simulation du spectre reconstruit par Hellaz après 5 années de mesure. La simulation permettant d'obtenir ce type de spectre et la résolution sur l'énergie du neutrino est décrite dans la section 17.3.3. Dans les conditions de la figure 10.3, la résolution sur l'énergie du neutrino est d'environ 15 % à 200 keV et 10 % à 861 keV.

10.2.2 Seuil de détection des neutrinos

Une propriété importante de la diffusion est l'absence de seuil, c'est à dire qu'elle peut se produire quelle que soit l'énergie du neutrino incident, ce qui est très important dans Hellaz, puisqu'on veut détecter des neutrinos de basse énergie (≤ 420 keV pour les neutrinos pp). Mais, pour détecter l'interaction d'un neutrino, il faut ioniser au moins un atome de la cible. Il faut donc que l'électron de recul ait une énergie au

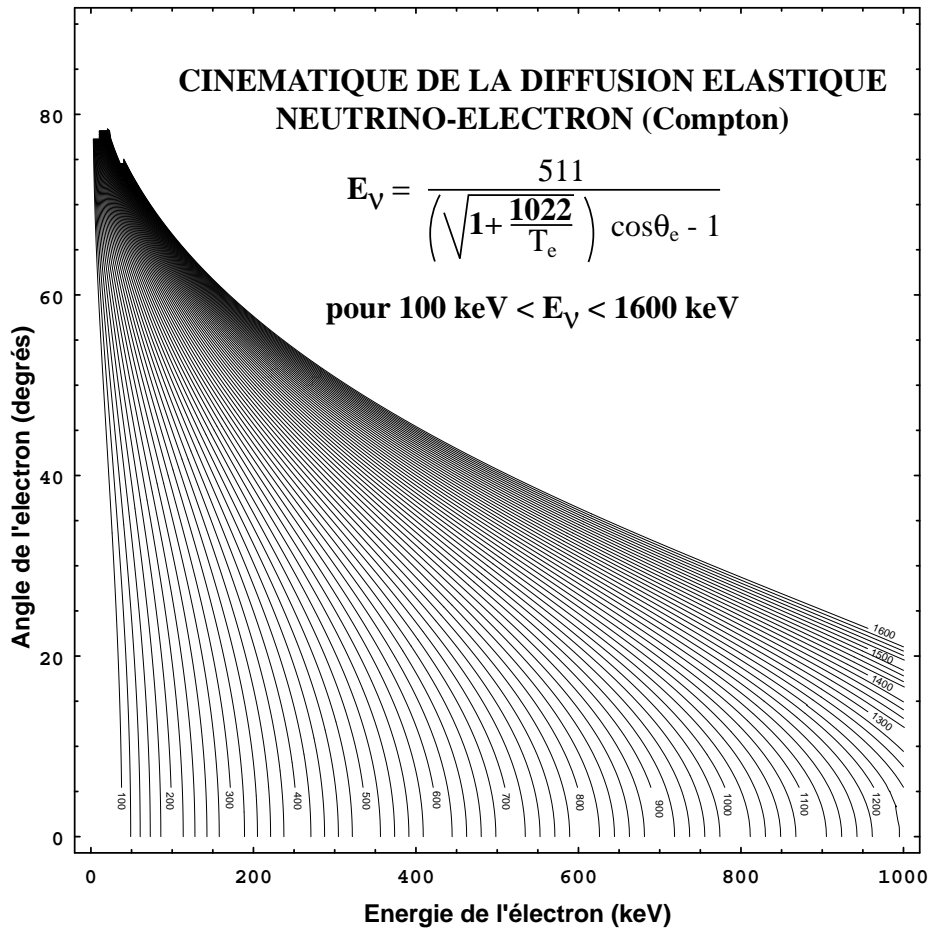


Fig. 10.2: Cinématique de la diffusion élastique neutrino - électron. Chaque courbe, qui correspond à un neutrino d'énergie fixée, donne les valeurs que peuvent prendre simultanément l'énergie (en abscisse) et la direction (en ordonnée) de l'électron de recul.

moins égale à l'énergie de liaison d'un électron dans l'atome d'hélium, c'est à dire environ 40 eV, soit 3 keV pour le neutrino.

En pratique, un électron d'ionisation unique ne permet pas d'avoir suffisamment d'information sur l'énergie du neutrino incident. En fait, le seuil en énergie sera fixé pour satisfaire deux critères, l'un concernant le bruit de fond radioactif et l'autre concernant la précision sur la reconstruction de l'angle.

Pour obtenir une mesure significative du spectre des neutrinos pp , le seuil minimal de détection des neutrinos ne doit pas être trop proche du point final du spectre pp (423 keV). De plus, le seuil de détection ne se fera pas par rapport à l'énergie du neutrino, mais il se fera par rapport à l'énergie de l'électron diffusé. On peut calculer

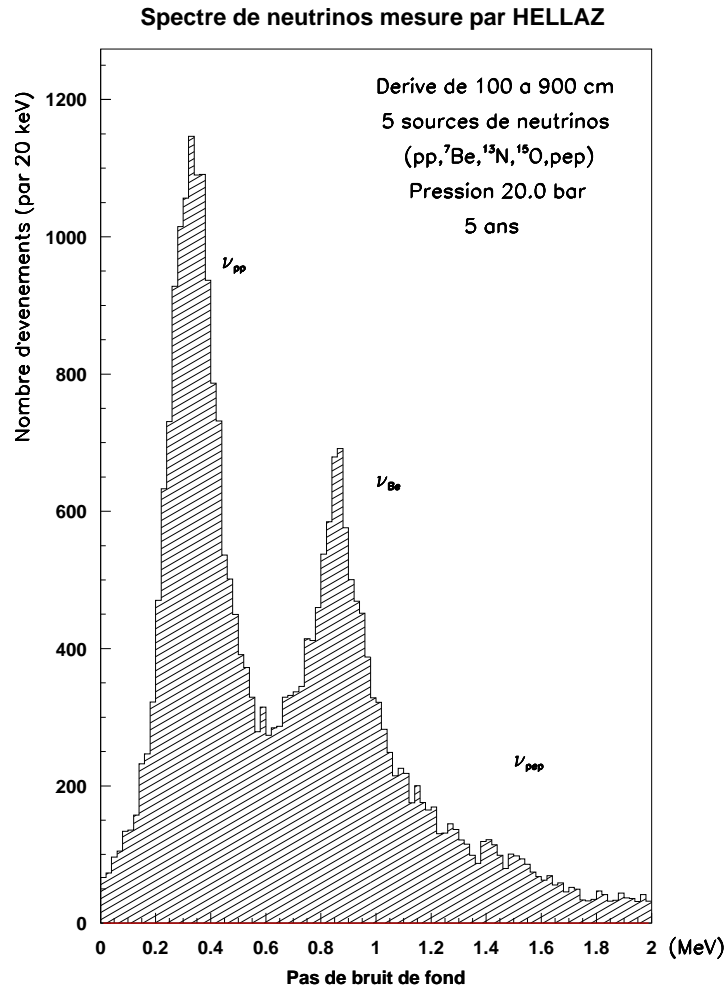


Fig. 10.3: Exemple de spectre mesuré par HELLAZ. Les conditions d'obtention de ce spectre simulé sont détaillées dans la partie 17.3.3.

à partir de la formule 10.3 et en utilisant la limite $\cos \theta \leq 1$ que :

$$\cos \theta = \frac{T \times (m_e + E_\nu)}{p_e E_\nu} \leq 1 \implies T \leq T_{Max}(E_\nu) = \frac{2 E_\nu^2}{m_e + 2E_\nu} \quad (10.7)$$

Le neutrino pp le plus énergétique ($E_\nu = 423$ keV) donnera donc un électron d'énergie $\lesssim T_{max}(423 \text{ keV}) = 264$ keV. Pour détecter au moins la moitié des neutrinos pp , on estime que le seuil sur l'énergie de l'électron devra être de l'ordre de 100 keV, équivalent à une énergie neutrino ~ 200 keV. C'est le but que se fixe notre R&D.

10.3 Choix des conditions dans la TPC

Dans cette section, nous allons voir les contraintes qui ont imposé le dispositif expérimental de Hellaz, c'est à dire le choix du gaz, des conditions de pression et de température et du volume de la TPC. Nous verrons aussi les conséquences de ces choix sur d'autres paramètres du détecteur.

10.3.1 Choix de l'hélium

Comme on le verra dans la section 12.3 concernant le bruit de fond radioactif, le détecteur deva être construit avec des matériaux ayant une proportion d'éléments radioactifs la plus faible possible. L'hélium a deux propriétés qui vont nous permettre d'obtenir une grande pureté. Il a une température d'ébullition très basse, $T_{eb} = 4.224$ K à 1 bar, on pourra donc le purifier par évaporation car les matériaux polluants seront encore gelés à des températures si basses. De plus, comme tous les gaz rares, il a une affinité chimique extrêmement faible et ne se lie donc pas aux autres molécules. On considère donc qu'il n'y aura pas d'atomes radioactifs dans les 6 tonnes d'hélium.

10.3.2 Choix de la densité

On a vu que pour retrouver l'énergie du neutrino incident avec précision, il est nécessaire de connaître la direction de l'électron de recul. Or, comme on le verra dans la partie 16.4.5, pour obtenir une bonne précision sur cet angle, on va faire un ajustement sur le début de la trace uniquement (à cause de la diffusion multiple). De plus, la distance sur laquelle on fait cet ajustement doit être plus grande que la dispersion des points du nuage due à la dérive.

Plaçons nous dans le cas le plus difficile pour la reconstruction de l'angle, c'est à dire pour les traces de plus basse énergie ($\sim 100 - 150$ keV) et de dérive maximale (≥ 9 m). La dispersion des points du nuage est alors d'environ 4 mm, et la trace devra avoir une longueur d'au moins 2 cm pour qu'on puisse faire un ajustement. Comme on veut que la longueur de l'ajustement ne corresponde qu'à une fraction de la trace complète, celle-ci doit en fait être encore plus longue.

La densité de la cible a donc été choisie de façon à obtenir des traces d'une longueur d'environ 5 cm pour un électron de 100 keV. En utilisant des tables donnant le pouvoir d'arrêt de l'hélium, on peut ainsi prévoir qu'on devra travailler à une densité $\rho \sim 3 \times 10^{-3}$ g . cm⁻³ pour satisfaire ce critère.

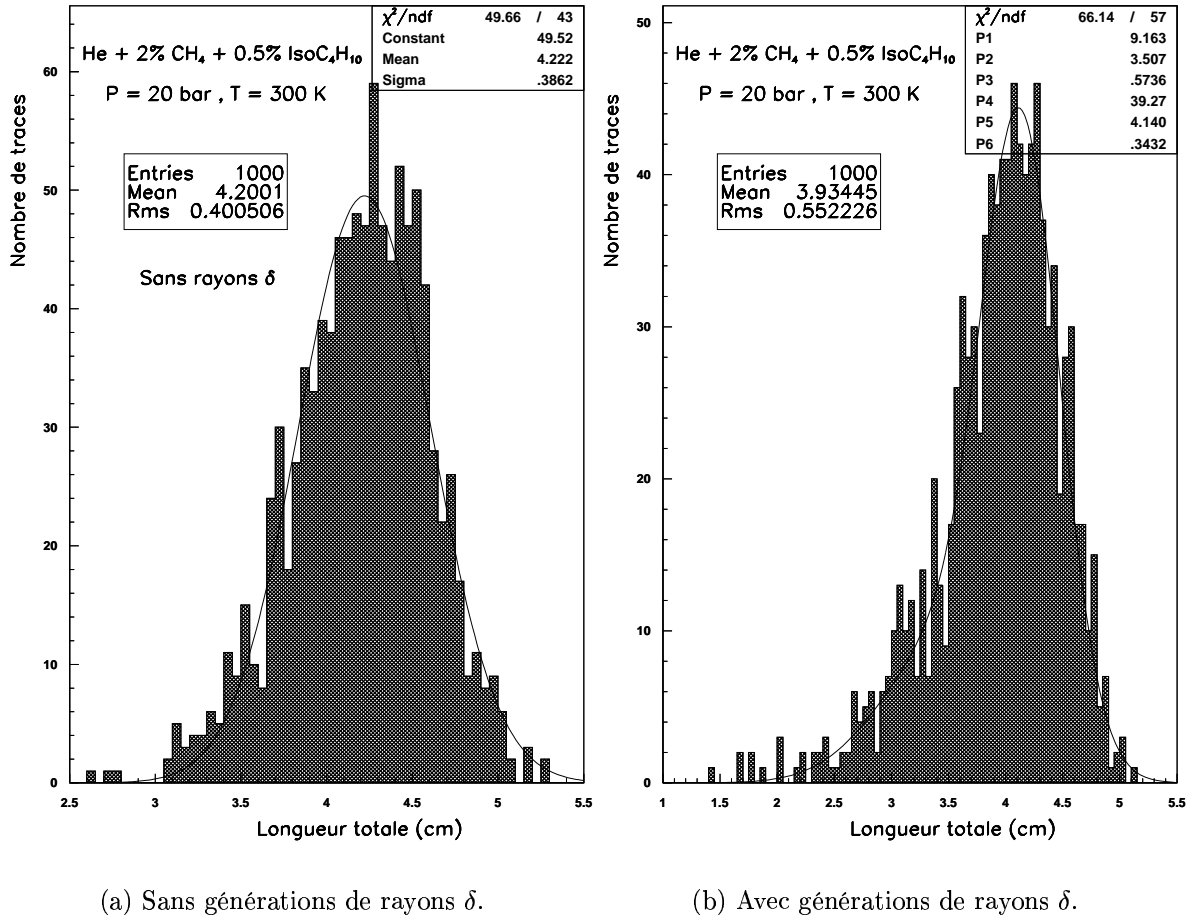


Fig. 10.4: Distribution des longueurs de traces d'électrons de 100 keV dans un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K.

Les résultats obtenus à partir de traces simulées à l'aide du programme GÉANT² du CERN (1994) sont présentés sur la figure 10.4. Ces distributions représentent la longueur de 1000 parcours d'électrons de 100 keV dans un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K, ce qui représente une densité de $3.6 \times 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Sur la figure 10.4(a), on peut voir qu'à cette densité on obtient des traces d'une longueur moyenne de 4.2 cm avec une dispersion de l'ordre de 4 mm.

La distribution de la figure 10.4(b) à été obtenue dans les mêmes conditions, mais en permettant cette fois à GÉANT de simuler l'apparition de rayons δ (cf. partie 13.2.2). On voit que la distribution devient beaucoup plus asymétrique, car un rayon δ "dissipe" une partie de l'énergie de l'électron dans une trace secondaire (ces deux

² Pour plus de détail sur la génération de traces dans GÉANT, voir la partie 13.2.2.

distributions ne montrent que la longueur de la trace principale). Un ajustement par deux gaussiennes, qui approxime la distribution poissonnienne de ce que les traces ont 0 (majorité), 1 ou 2 (rare) δ , donne un bon résultat.

10.3.3 Choix du volume

Maintenant que l'on connaît le matériau servant de cible et sa densité, il nous reste à définir le volume de la TPC. Pour déterminer ce volume, on doit calculer le taux d'événements attendus dans le détecteur en fonction du nombre de cibles potentielles dans la TPC, c'est à dire en fonction du nombre d'électrons.

Si $\sigma_{\nu-e}$ est la section efficace de diffusion élastique neutrino - électron, Φ_ν est le flux de neutrino provenant du Soleil, N_e est le nombre d'électrons dans la TPC et t est la durée de la mesure, le nombre d'événements est :

$$N = \Phi_\nu \times \sigma_{\nu-e} \times N_e \times t \quad (10.8)$$

En se limitant aux deux principales sources de neutrinos (pp et ${}^7\text{Be}$), on peut réécrire le nombre d'événements sous la forme :

$$N = (\bar{\Phi}_{pp} \cdot \sigma_{pp} + \Phi_{Be} \cdot \sigma_{Be}) \times N_e \times t \quad (10.9)$$

où $\bar{\Phi}_{pp}$ est le flux moyen de neutrinos pp, Φ_{Be} est le flux de neutrinos ${}^7\text{Be}$, σ_{pp} est la section efficace totale d'interaction des neutrinos pp et σ_{Be} est la section efficace d'interaction à 861 keV. Pour faire ce calcul, on prend les valeurs données par Bahcall (1989) représentées dans le tableau 10.1, ce qui donne :

$$N \simeq 8.41 \times 10^{-30} \times N_e \text{ par jour} \quad (10.10)$$

Source	Énergie (MeV)	$\sigma_{\nu-e}$ (10^{-46} cm^2)	Flux ($10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
ν_{pp}	≤ 0.423	11.6	5.94
ν_{Be}	0.861	59.3	0.48

Tab. 10.1: Caractéristiques des principales sources de neutrinos solaires.

A partir de cette relation, on voit que pour avoir un taux d'une quinzaine d'événements par jour³, il faut un nombre de cible de l'ordre de 10^{30} .

³ on verra dans la section 12.3 consacrée au bruit de fond radioactif que ce taux semble suffisant pour mesurer le spectre des neutrinos solaires.

On calcule le volume V nécessaire pour contenir $n = 10^{30}$ noyaux d'hélium à une densité $\rho = 3.6 \times 10^3 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ à partir de la relation :

$$V = \frac{nM}{\rho N_a} = \frac{10^{30} \times 4.0}{3.6 \times 10^3 \times 6.02 \times 10^{23}} \simeq 2000 \text{ m}^3 \quad (10.11)$$

où $M = 4.0 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ est la masse molaire de l'hélium et $N_a = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est le nombre d'Avogadro. Un noyau d'hélium contenant deux électrons, avec ce volume de 2000 m^3 on obtiendra une quinzaine d'événements par jour.

À titre d'exemple, si on prend le mélange gazeux utilisé actuellement (97.5 % He, 2 % CH₄ et 0.5 % isobutane à 20 bars et 300 K), on obtient 2300 ν_{pp} (pour un seuil de 100 keV sur l'énergie de l'électron de recul) et 740 ν_{Be} par an (avec la résolution donnée dans la partie 16.4.5).

La géométrie utilisée pour contenir ce volume sera un cylindre de 2 fois 10 m de long et d'un diamètre de 10 m environ. On placera une cathode au centre du cylindre, ce qui permettra d'avoir deux espaces de dérives de 10 m de long chacun en munissant les deux extrémités du cylindre d'un détecteur MICROMÉGAS (la figure 10.1 ne représente en fait qu'un demi espace de dérive).

10.3.4 Conséquences

Les conditions dans la TPC vont avoir une influence importante sur la trajectoire de l'électron de recul, sur le nombre d'électrons d'ionisation produits et sur le comportement de ces électrons durant la dérive. Nous allons étudier l'impact de ses choix sur la vitesse de dérive et sur le coefficient de diffusion dans le gaz.

Les variations de la vitesse de dérive et du coefficient de diffusion, en fonction du champ électrique dans la TPC, obtenues à partir de (Biaggi, 1999), sont représentées sur la figure 10.5. Le fonctionnement du détecteur est prévu à 20 bars, mais l'étude est aussi faite à une pression de 10 bars, afin de pouvoir juger des problèmes dus à la pression.

Tant que le champ électrique reste inférieur à environ $200 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, on voit que la vitesse de dérive augmente, alors que le coefficient de diffusion varie très peu. Dans cette zone, on pourra donc ajuster la valeur de la vitesse de dérive en fonction des besoins de l'expérience (et des disponibilités en TDC).

Par contre, à moins de travailler avec un champ plus grand que $200 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, on ne pourra pas diminuer le coefficient de diffusion, qui d'ailleurs ne varie que faiblement avec le champ de dérive. De plus, la même simulation montre (Ph. Gorodetzky, communication privée) que l'ajout d'un champ magnétique axial (parallèle à l'axe de la TPC) ne réduit pas ce coefficient à 20 bars (la densité de molécules de gaz est

suffisamment élevé pour qu'un électron ne puisse gagner de vitesse transverse de façon appréciable). Donc dans Hellaz, contrairement aux TPC classiques fonctionnant à 1 bar, entourer la TPC d'un solénoïde ne diminue pas la diffusion transverse.

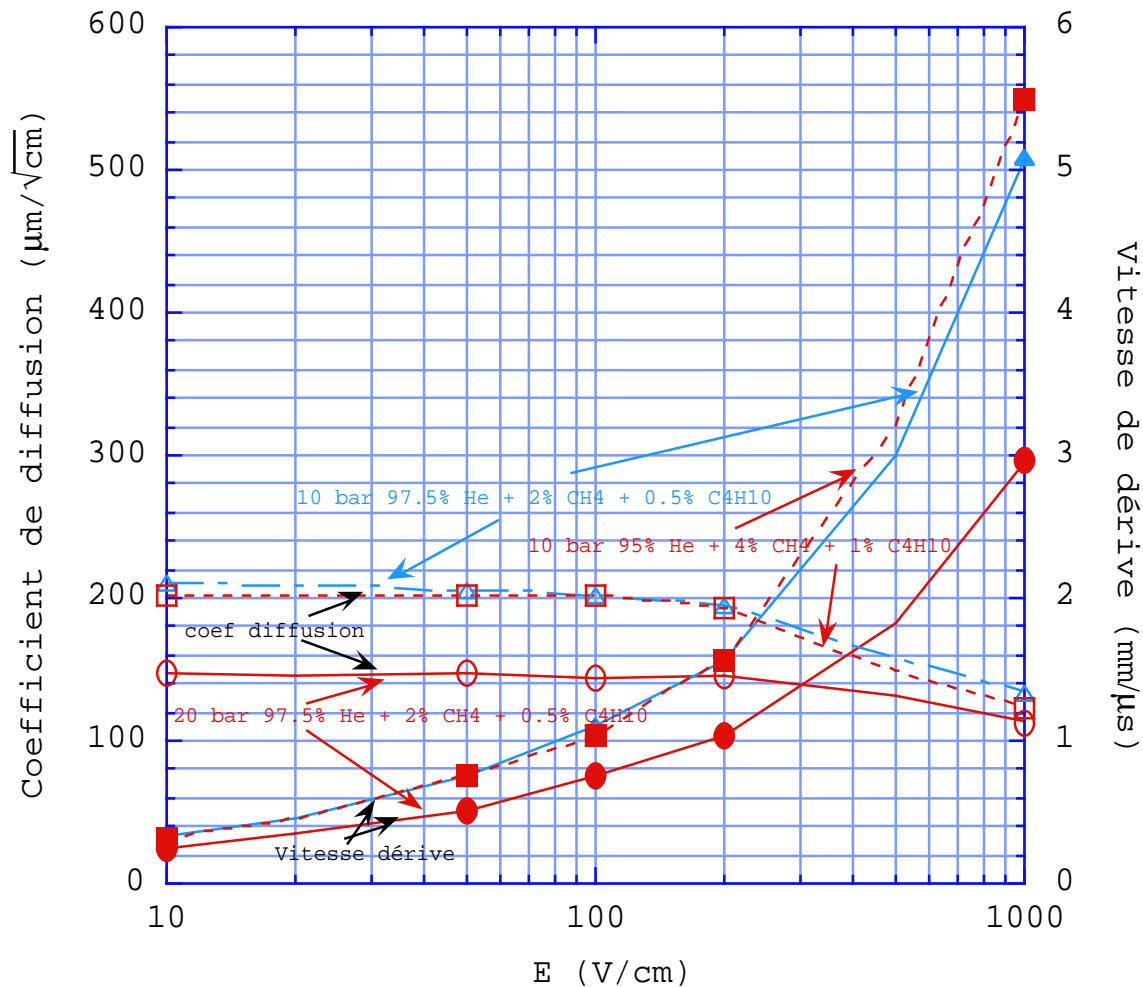


Fig. 10.5: Évolution de la vitesse de dérive et du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique de la TPC, pour deux pressions différentes. Les marques pleines (vides) représentent la vitesse de dérive (le coefficient de diffusion) à une pression de 20 bars (ronds) ou de 10 bars (carrés).

Si on diminue la pression de moitié, on voit que le coefficient de diffusion est multiplié par $\sim \sqrt{2}$ (en baissant la pression, on diminue la densité, et on augmente donc le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions), ainsi que la vitesse de dérive (comme le libre parcours moyen augmente, un électron accélère plus longtemps entre deux chocs).

Les courbes marquées par un carré ou un triangle montrent l'influence de la composition du mélange de gaz (nous verrons dans la partie suivante qu'il faut ajouter un ou plusieurs gaz à l'hélium pour pouvoir détecter les électrons). On voit que pour un champ compris entre 100 et 200 $V \cdot cm^{-1}$ et pour une pression fixée, la composition du mélange à peu d'influence sur la vitesse de dérive et sur le coefficient de diffusion.

Les simulations de l'efficacité du détecteur et de la recherche de la direction de l'électron de recul (cf. partie V) utilisent les valeurs du coefficient de diffusion et de la vitesse de dérive. Mais le point de fonctionnement ne sera connu que lorsqu'on aura mesuré expérimentalement le taux de recombinaison des électrons en fonction du champ électrique. Pour ces simulations, on prendra une vitesse de dérive de $1.1 \text{ mm} \cdot \mu s^{-1}$ et un coefficient de diffusion de $140 \mu m \cdot cm^{1/2}$ à 20 bars ($200 \mu m \cdot cm^{1/2}$ à 10 bars), ce qui correspond à un champ électrique compris entre 100 et 200 $kV \cdot cm^{-1}$.

11. LE DÉTECTEUR MICROMEGAS

Dans cette section, nous allons voir le principe de fonctionnement du détecteur MICROMEGAS (Giomataris et al., 1996), ainsi que les caractéristiques qui font de lui un détecteur privilégié pour Hellaz, avant de le comparer à un détecteur plus conventionnel.

11.1 Principe de fonctionnement

MICROMEGAS (MICRO-MEsh-GAseous Structure), inventé il y a une dizaine d'années par Y. Giomataris et G. Charpak, est un détecteur gazeux constitué de deux plaques parallèles (dans la version la plus simple), délimitant un espace couramment appelé "gap" (cf. figure 11.1)¹.

Le but de ce détecteur est de détecter les électrons de dérive, qui n'ont pas assez d'énergie pour ioniser le gaz, en les faisant passer dans le "gap", où leur signal est amplifié par avalanche. Pour qu'ils puissent y pénétrer, l'électrode cathode, ou microgrille, est percée de trous.

L'espace de dérive (ou de conversion) a une taille allant de 3 mm (valeur courante dans les expériences actuelles de physique des particules à haute énergie) à 10 m (Hellaz). Il s'agit du volume cible de la TPC, où sont créés les électrons d'ionisation. Cet espace est soumis à un champ électrique relativement faible, de l'ordre de $100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, qui permet de faire dériver les électrons d'ionisation vers la microgrille.

Le "gap" (ou espace d'avalanche) est généralement compris entre 50 et 100 μm . Il est soumis à un champ électrique suffisamment élevé ($100 - 200 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$) pour que des électrons traversant la microgrille déclenchent une avalanche en ionisant les atomes du gaz. Les électrons créés dans l'avalanche produisent un courant qui est détecté par les pistes formant l'anode. Si le nombre d'électrons créés dans l'avalanche est suffisamment élevé ($\gtrsim 10^6$), le courant induit par *un* électron de dérive sera assez fort pour être détecté : c'est ce qu'on appelle la détection de l'électron unique. Dans le cas contraire, on devra intégrer le signal de plusieurs électrons de dérive pour détecter

¹ Il est courant de représenter le volume de dérive devant la MICROMEGAS, comme c'est le cas sur cette figure, bien qu'il ne fasse pas partie intégrante du détecteur MICROMEGAS.

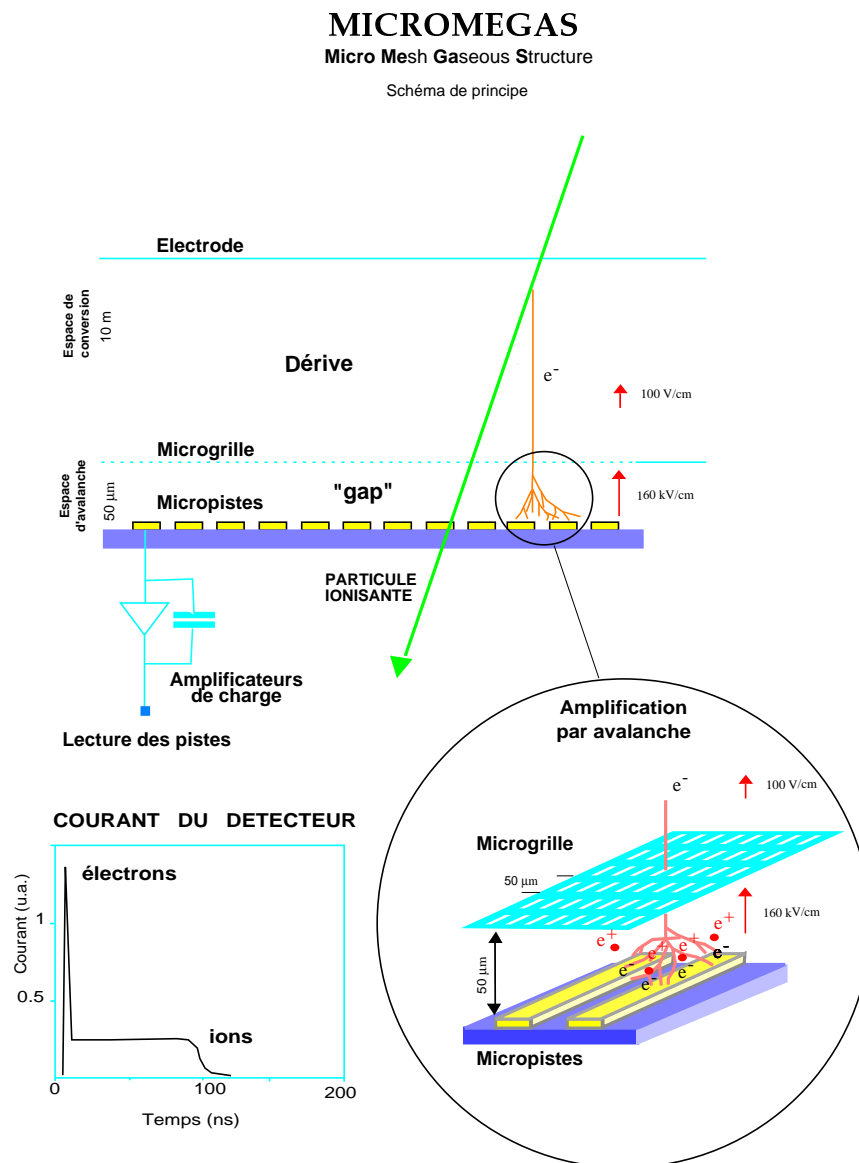


Fig. 11.1: Principe de fonctionnement du détecteur MICROMÉGAS.

un courant.

La transmission des électrons à travers la microgrille est proche de 100 %, grâce à la forme en entonnoir des lignes de champ, visible sur la figure 11.2. La microgrille n'est donc pas une source importante d'inefficacité de détection des électrons d'ionisation de la trace.

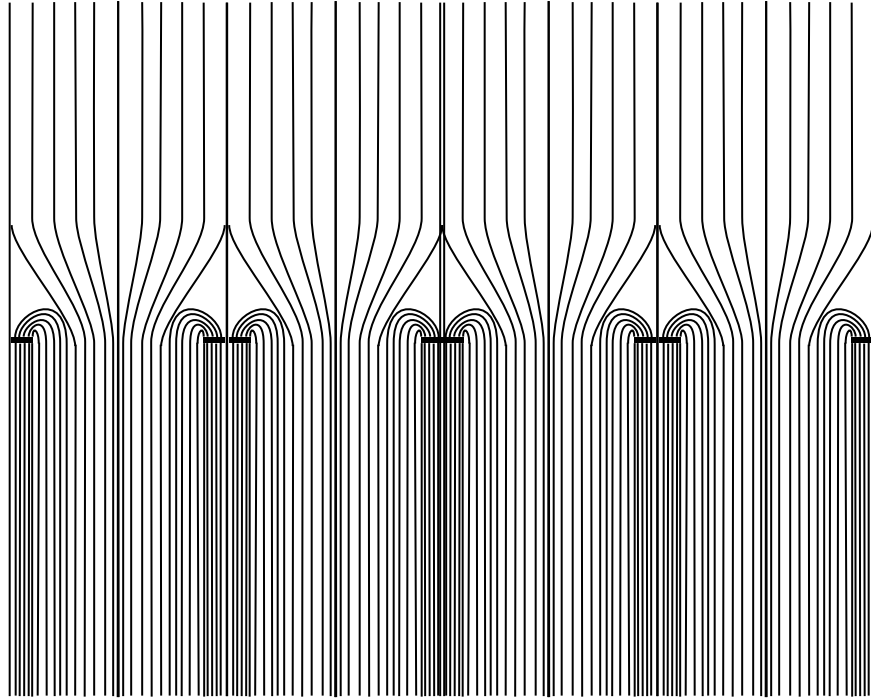


Fig. 11.2: Forme des lignes de champ près de la microgrille.

11.1.1 Le mécanisme d'amplification

Lorsqu'un électron se déplace dans le gaz, il acquiert de l'énergie sous l'action du champ électrique E , et il en perd par collisions avec les atomes du milieu. Pour une pression et un mélange gazeux donnés, on peut être dans deux régimes distincts, suivant la valeur de E .

Si le champ électrique est faible, on atteint un régime d'équilibre, où l'énergie moyenne perdue par collision élastique est égale à l'énergie moyenne acquise entre deux collisions. Cet équilibre est caractérisé par la valeur du champ électrique et par la densité du mélange gazeux (via le libre parcours moyen). C'est ce qui se passe dans l'espace de dérive, où les électrons se déplacent à une vitesse moyenne constante satisfaisant l'équilibre précédent.

Pour les grandes valeurs du champ électrique, la perte d'énergie par collision élastique ne compense plus l'accélération de l'électron. L'énergie de l'électron peut alors augmenter jusqu'à une valeur suffisante pour ioniser les atomes du gaz. On atteint un nouvel équilibre, caractérisé cette fois par la valeur du champ électrique, la densité et la composition du mélange (via le potentiel d'ionisation des composants). La différence fondamentale avec le cas précédent est que, après un libre parcours moyen, on a ionisé un atome, et on a donc deux électrons. C'est ce phénomène d'avalanche qui permet d'obtenir une amplification du signal dans l'espace d'amplification.

Cette avalanche ne peut se produire qu'au dessus d'une valeur seuil du champ électrique, qui dépend de la pression et du mélange gazeux utilisé. Les mesures faites au laboratoire montrent qu'avec le mélange 97.5 % He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ (le rôle du méthane et de l'isobutane est expliqué à la fin de cette section) à une pression de 20 bars, l'amplification ne débute que pour un champ supérieur à 60 kV.cm⁻¹.

Au dessus de cette valeur seuil, le gain est donné par la relation $G = e^{\alpha x}$, où α est le premier coefficient de Townsend (c'est la probabilité d'ionisation par unité de longueur) et x est la longueur sur laquelle l'avalanche s'est développée. Pour fixer les idées, afin d'obtenir un gain de l'ordre de 10⁶ sur une distance de $\sim 50 \mu\text{m}$, le coefficient de Townsend doit être supérieur ou égal à $\sim 0.3 \mu\text{m}^{-1}$. Pour une pression donnée, la valeur de α peut être ajustée par le champ électrique et par la composition du mélange gazeux. L'ajout de méthane ($I_{\text{CH}_4} = 23 \text{ eV}$) et d'isobutane ($I_{\text{C}_4\text{H}_{10}} = 28 \text{ eV}$), dont les potentiels d'ionisation I sont plus faibles que celui de l'hélium ($I_{\text{He}} = 41 \text{ eV}$), permet ainsi d'augmenter la valeur de α par rapport à de l'hélium pur.

Le méthane et l'isobutane ont un autre rôle très important dans l'amplification : ils permettent d'éviter "l'allumage" de la chambre. En effet, les nombreuses collisions qu'ils ont avec les électrons font passer les atomes du gaz dans des états excités. Ils retournent à leur état initial en émettant un photon, généralement dans le visible ou l'UV. Ces photons peuvent alors créer une nouvelle avalanche en ionisant un atome, loin de l'avalanche initiale. On doit faire disparaître ces photons, pour éviter que toute la chambre ne s'allume (c'est ce qui se passe dans un tube à néon). Pour cela, on utilise un gaz "extincteur" ou "quencher", qui est un gaz polyatomique absorbant les photons dans un mode (vibration, rotation) ne conduisant pas ensuite à une ionisation.

Il est bon de remarquer qu'une augmentation de la pression (et donc de la densité), diminue le libre parcours moyen des photons (et des électrons), jouant ainsi le rôle de quencher. C'est la raison pour laquelle on mettra toujours la même quantité de quencher (en nombre d'atomes), quelle que soit la pression.

11.1.2 Détection des signaux

Le signal détecté sur l'anode est le courant induit par le déplacement des électrons et des ions créés dans l'avalanche (ces courants sont de même signe, car les charges sont de signes opposés et elles se déplacent dans des directions opposées). Les signaux électroniques et ioniques sont très différents à cause de la grande différence de masse, et donc de vitesse, entre les électrons et les ions.

D'après les résultats d'une simulation (Biaggi, 1999), la vitesse des électrons dans la zone d'amplification est d'environ $300 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$ pour un champ de $160 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$. À cette vitesse, un électron traverse la zone d'amplification de $50 \mu\text{m}$ en 170 ps . Ce temps, qui représente le temps de montée du signal, est trop rapide pour être résolu par les amplis utilisés. Le temps de montée que l'on a réellement est limité par l'amplificateur, et il est de l'ordre de la nanoseconde.

La vitesse v_i d'un ion de masse m_i est donnée par la formule $v_i \simeq \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \times v_e$, où m_e et v_e sont la masse et la vitesse de l'électron. Les temps de transit des ions dans la zone d'amplification, qui caractérisent la durée des signaux ioniques, sont donc beaucoup plus longs que celui des électrons ($t_{\text{He}} \simeq 15 \text{ ns}$, $t_{\text{CH}_4} \simeq 30 \text{ ns}$ et $t_{\text{C}_4\text{H}_{10}} \simeq 55 \text{ ns}$).

L'intensité du courant sur les pistes est donné par $I = nq/t$ où n est le nombre de charges en mouvement et t est un temps caractéristique (temps de montée de l'ampli pour les électrons et temps de transit dans la zone d'avalanche pour les ions). Ce courant est amplifié d'un facteur 200 (amplificateur rapide à bas bruit), puis on mesure la tension aux bornes d'une impédance de 50Ω . Avec ce montage, pour un gain de 10^6 et un temps de 1 ns , le signal mesuré varie entre 0 et 1 V (cf. fig. 11.3). Sur cette figure, où le mélange utilisé est $\text{He} + 6 \%$ CH_4 , le signal d'électrons a un temps de montée d'environ 3 ns et une amplitude de 40 mV . On voit nettement les signaux des deux types d'ions, le plus court ($\sim 15 \text{ ns}$) correspond aux ions He^+ et le plus long ($\sim 40 \text{ ns}$) aux ions CH_4^+ .

La détection à deux dimensions

La géométrie du détecteur MICROMEGAS ne permet *a priori* qu'une détection monodimensionnelle sur les pistes de l'anode. Pour des particules énergétiques, qui traversent complètement le détecteur, on peut utiliser deux MICROMEGAS, les pistes étant placées dans des directions orthogonales. Dans le cas d'électrons de basse énergie, qui s'arrêtent dans le volume de dérive, cette configuration est impossible, on doit donc utiliser un seul détecteur à deux dimensions.

Une solution élémentaire est d'utiliser une anode faite de pixels. Pour deux détecteurs de 100 m^2 , munis de pixels d'environ 2 mm^2 , cela signifie 100 millions de canaux

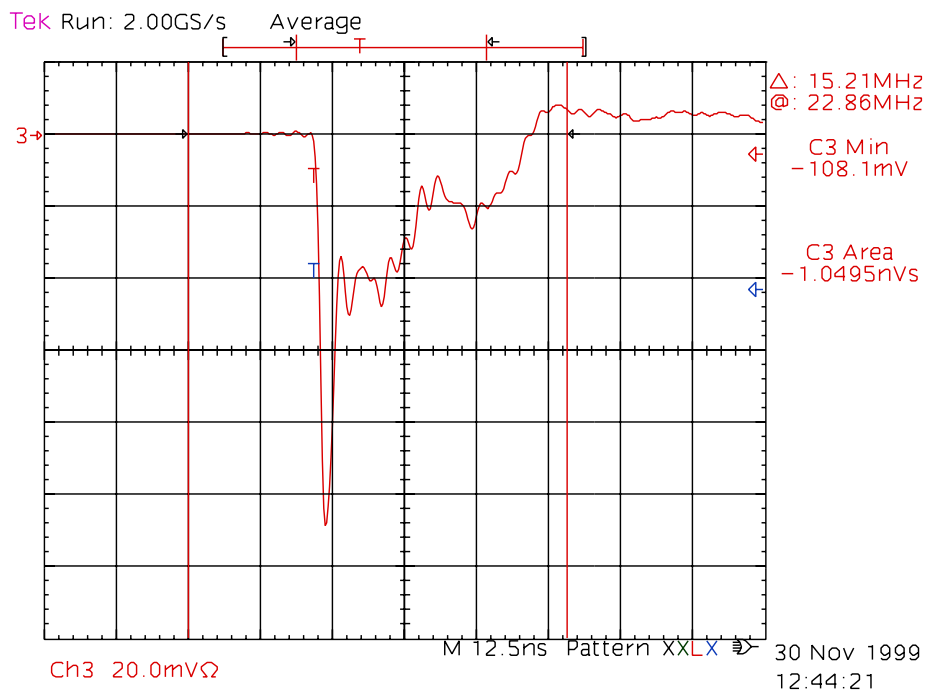


Fig. 11.3: Signal d'électrons obtenu à une pression de 20 bars avec un mélange He + 6 % CH₄ avec une chambre MICROMEGAS classique. Une division horizontale vaut 25 ns et une division verticale 10 mV.

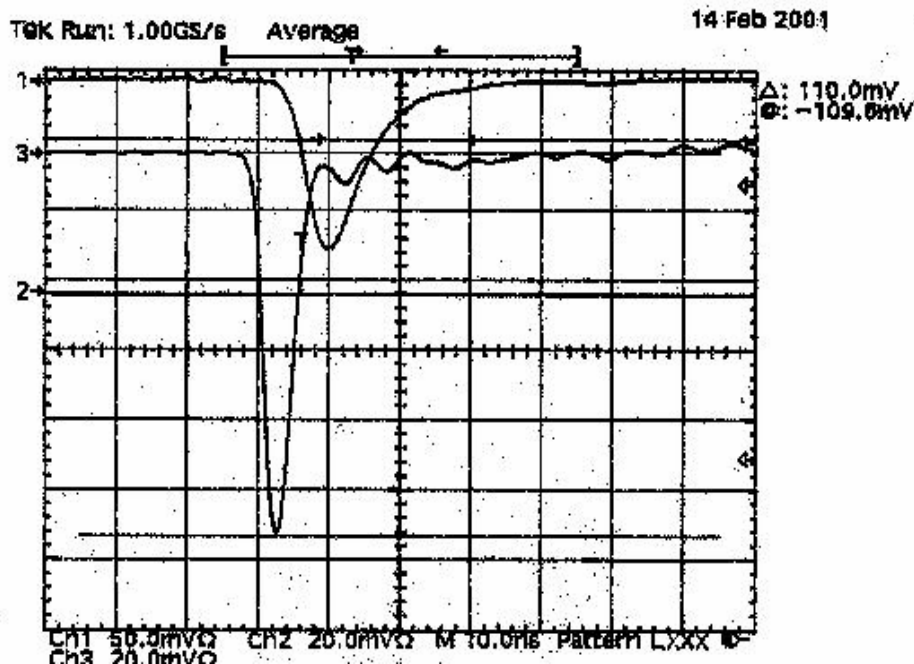


Fig. 11.4: Signal d'électrons obtenu à une pression de 20 bars avec un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ avec une chambre MICROMEGAS à deux étages de 800 et 50 μm. Une division horizontale vaut 10 ns et une division verticale 20 mV.

électroniques. Cette solution est donc très chère.

Si l'avalanche a une dimension transverse appréciable, on peut utiliser des pixels coupés en deux et reliés les uns aux autres (fig. 11.5(a)), de manière à avoir des pistes perpendiculaires sur l'anode (on a alors seulement 40000 canaux). Mais l'avalanche ayant une dimension transverse inférieure à $50\ \mu\text{m}$, il n'existe pas de techniques de gravure pour faire des pixels si petits. Cette solution est donc, pour le moment, technologiquement impossible. Une autre difficulté de cette solution est qu'on ne récolte que la moitié du signal sur chaque piste.

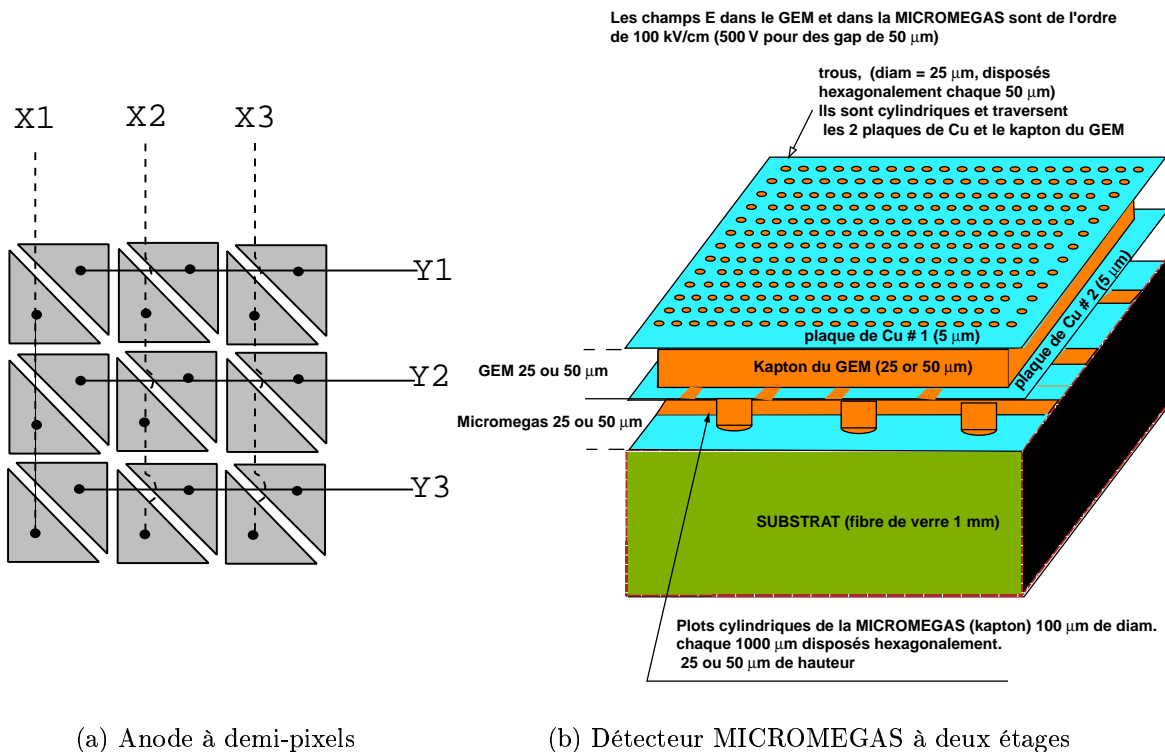


Fig. 11.5: Exemples de détecteurs MICROMEGAS à deux dimensions.

La géométrie qui permet d'obtenir un gain suffisant à 20 bars est en fait un détecteur MICROMEGAS à double étages (on a deux microgrilles au lieu de une, cf. fig. 11.5(b)), où chaque étage a un gain de l'ordre de 1000. Si l'électrode intermédiaire est munie de pistes perpendiculaires à celles de l'anode, on peut aussi détecter le signal induit par les électrons sur ces pistes (qui est alors de polarité opposée au signal vu sur l'anode). Avec cette configuration, on mesure l'intégralité du signal sur chaque piste.

Un signal obtenu dans cette configuration, avec un mélange $97.5\ \% \text{ He} + 2\ \% \text{ CH}_4 + 0.5\ \% \text{ C}_4\text{H}_{10}$ à une pression de 20 bars est représenté sur la figure 11.4. La durée

du signal électronique est un peu plus longue (temps de montée ~ 5 ns) que dans la configuration à un seul étage car le champ électrique est moins élevé (on ne veut qu'un gain de 1000 par étage), et son amplitude est plus grande, de l'ordre de 110 mV². Un avantage de cette configuration est la diminution naturelle du signal ionique, d'un facteur 1000 par rapport au signal des électrons, car les ions créés dans la première avalanche ne passent pas dans le deuxième espace d'amplification (le courant ionique est diminué d'un facteur 1000 par rapport à une MICROMEGAS classique, alors que le courant électronique reste identique).

Dimension des MICROMEGAS - Nombre de canaux

Si on peut faire des MICROMEGAS à deux étages et deux dimensions de 10×10 m, on a 40000 canaux (pour un pas de 1 mm).

Par contre, de façon plus réaliste, on sait faire des MICROMEGAS de 50 cm de côté. Dans ce cas, en disposant les chambres côte à côte, le nombre de canaux reste inférieur à 1 million pour un pas de 1 mm.

Nous allons maintenant voir quels sont les avantages que ce type de détecteur procure par rapport à des détecteurs plus classiques.

11.2 Avantages du détecteur MICROMEGAS

11.2.1 Gain élevé et rapidité

Le point fort de ce détecteur est d'utiliser un champ électrique constant pour amplifier le signal, car l'avalanche peut débiter loin de l'anode et se développer tout le long du gap, ce qui permet d'atteindre des gains très élevés et d'obtenir des signaux très rapides.

En effet, dans une chambre à fils, le fil est l'anode et le champ est en $1/r$. Il est donc maximum à la surface du fil, et l'avalanche ne commence à se développer que dans les derniers microns proche de la surface : le volume de l'avalanche étant ainsi restreint, le gain est limité. D'autre part, comme les électrons sont créés très près de l'anode, le courant qu'ils produisent est extrêmement bref, de l'ordre de 10 ps, ce qui n'est pas mesurable avec les électroniques disponibles. Par contre, on peut détecter le courant des ions (qui vont du fil à la cathode, située de 0.1 à 1 mm) qui dure entre 50 et 500 ns.

Dans une MICROMEGAS, le champ électrique constant permet de déclencher une

² Sur les figures 11.3 et 11.4, le signal obtenu correspond à l'amplification d'environ 15 photo-électrons. Le signal d'électron unique est donc environ 15 fois plus faible.

avalanche dès l'entrée dans l'espace d'amplification. Cette avalanche se développe donc sur une distance beaucoup plus longue que dans une chambre à fils, ce qui permet d'atteindre des gains plus élevés. De plus, le courant électronique peut durer quelques centaines de picosecondes, ce qui est détectable. On a donc des signaux très courts.

11.2.2 Efficacité et résolution

La gain élevé et la rapidité de ce détecteur sont primordiaux pour détecter individuellement les électrons d'ionisation avec une bonne efficacité.

Les signaux issus d'une MICROMEGAS doivent être de l'ordre de 1 mV (avant ampli) sur 50Ω pour être détectable. Pour un courant d'une durée de l'ordre de la nanoseconde, il faut environ 10^6 électrons pour obtenir ce signal.

C'est donc grâce au très fort gain atteint dans l'avalanche que le signal créé par un électron de la trace peut être détecté. Sans un gain $\gtrsim 10^6$, on devrait additionner les signaux de plusieurs électrons pour détecter un signal, ce qui n'est pas acceptable si on veut retrouver la direction de l'électron de recul avec précision (cf. partie 16.4.5).

La figure 11.6 montre une distribution d'électrons uniques obtenue au laboratoire, en utilisant une chambre MICROMEGAS de $100 \mu\text{m}$, fonctionnant avec un mélange He + 15 % isobutane à pression atmosphérique. Les électrons sont créés en envoyant les photons d'un laser sur une photocathode en NiCr (Patzak, 1998, pour plus de détails sur la procédure). La distribution obtenue est la somme d'un pic gaussien dû au bruit de l'électronique (dans ~ 60 % des cas, aucun photo-électron n'est créé) et d'une distribution de Polya, caractéristique des avalanches générées par un électron unique (Blum et Rolandi, 1994, p. 144).

Pour éviter de détecter de faux électrons dus au bruit de l'électronique, un discriminateur fixe l'amplitude minimale que doit avoir un signal pour être détecté. Si μ et σ^2 sont la moyenne et la variance de la gaussienne représentative du bruit, le seuil est placé à $\mu + 5\sigma$. La distribution de la figure 11.6 permet de calculer la fraction d'électrons qui produiront un signal d'amplitude supérieure à ce seuil. L'efficacité mesurée dans ces conditions est d'environ 98.5 %.

La figure 11.7 montre aussi une distribution d'électrons uniques obtenue au laboratoire, mais en travaillant cette fois à une pression de 20 bars ($T = 300 \text{ K}$) et avec une chambre MICROMEGAS à deux étages. Dans ces nouvelles conditions, la distribution des signaux électroniques est exponentielle³. Avec cette nouvelle distribution, l'efficacité de détection de l'électron unique est cette fois d'environ 90 %. Ces résultats sont encore préliminaires, et l'optimisation de la géométrie des chambres à deux étages devrait permettre d'améliorer cette efficacité.

³ la distribution exponentielle est une limite de la distribution de Polya

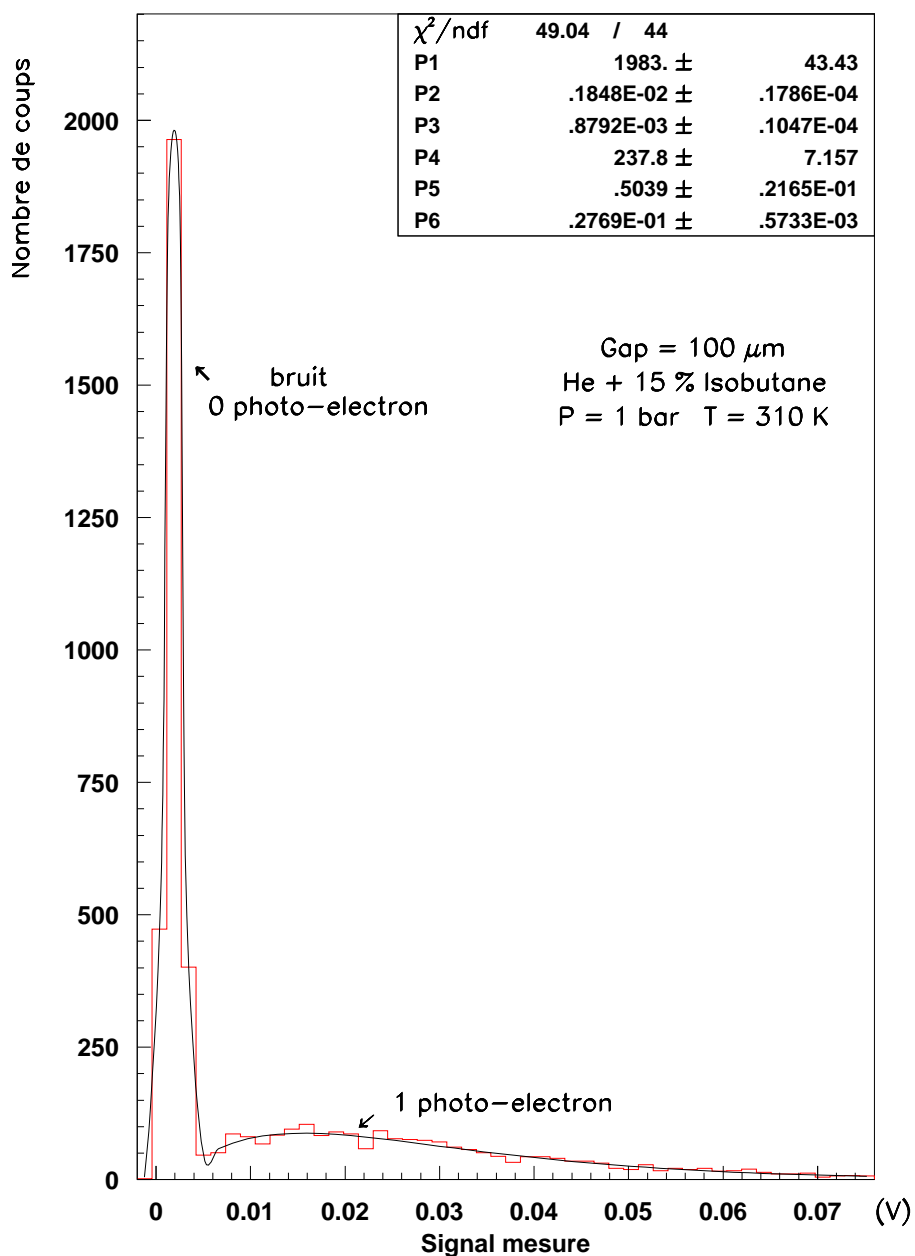


Fig. 11.6: Distribution d'électrons uniques obtenue à pression atmosphérique avec un mélange He + 15 % C₄H₁₀ et un gap de 100 μm . La distribution est ajustée par la somme d'une gaussienne (représentative du bruit de l'électronique) et d'une distribution de Polya (représentative d'une avalanche générée par un électron unique).

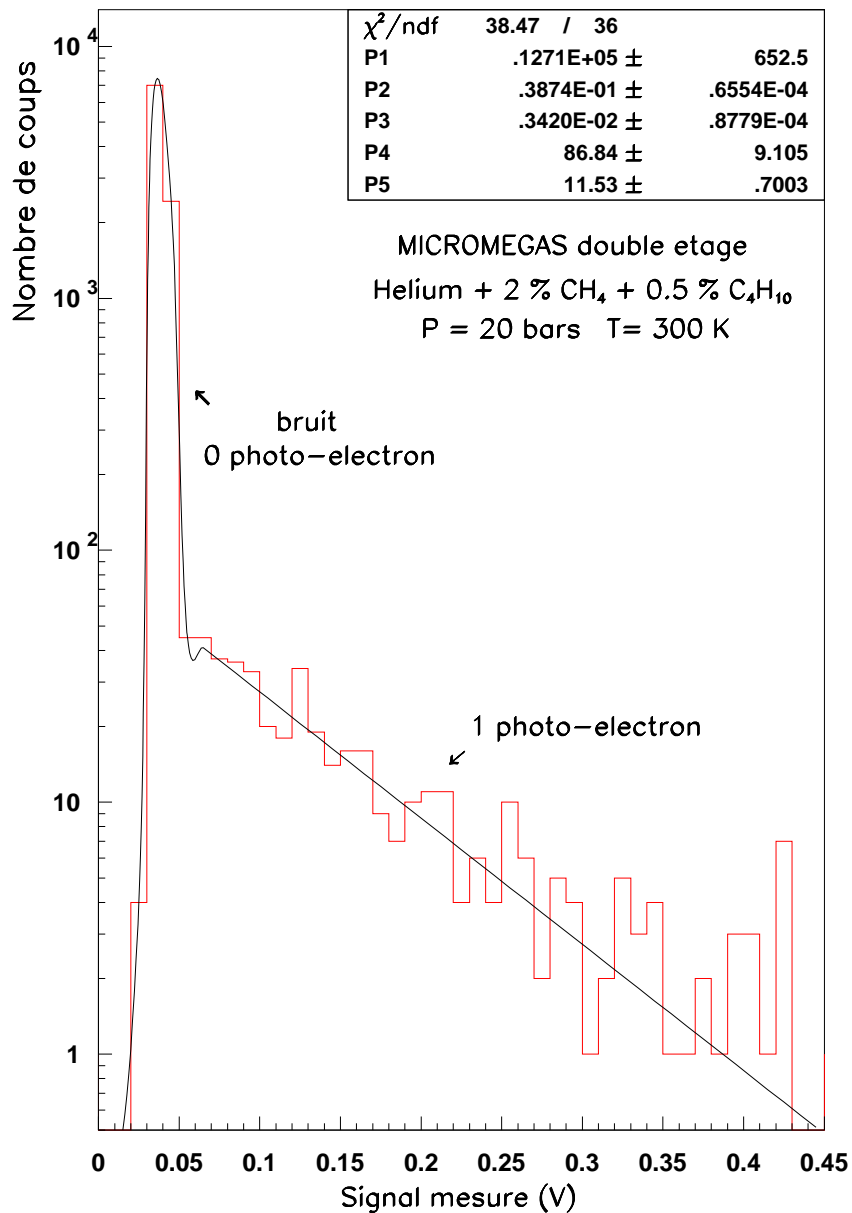


Fig. 11.7: Distribution d'électrons uniques obtenue à 20 bars et 300 K avec un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ et un détecteur MICROMEGAS à deux étages. La distribution est ajustée par la somme d'une gaussienne (représentative du bruit de l'électronique) et d'une exponentielle (représentative d'une avalanche générée par un électron unique dans ces conditions).

La rapidité est nécessaire car, pour chaque trace d'électron de recul, le flux d'électrons qui arrivent sur la microgrille peut être très élevé. La valeur de ce flux est très variable et dépend des caractéristiques de la trace (énergie, lieu de production dans l'espace de dérive, orientation par rapport à la microgrille, ...).

Une simulation montre que si on peut séparer des électrons arrivant sur une même piste à 10 ns d'intervalle⁴, on détectera plus de la moitié des électrons de la trace, et plus de 2/3 des électrons utilisés pour retrouver la direction initiale de cette trace (cf. partie 14.4.2). Pour atteindre cette efficacité, il faudra cependant éliminer la partie ionique du signal (cf. partie 14.4.2 pour plus de détails), ce qui peut être fait à l'aide d'un filtre basse fréquence (ce problème ne se pose plus dans le cas d'une configuration à double étage).

11.2.3 Résolution spatiale et temporelle

Grâce à sa rapidité, ce détecteur permet d'obtenir une résolution très fine sur le temps d'arrivée des électrons. En théorie, cette résolution est donnée par la durée des signaux, et est donc inférieure à la nanoseconde. Pour une vitesse de dérive de $1.1 \mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$, cela correspond à une résolution spatiale de l'ordre du micron.

En pratique, la séparation temporelle minimale entre deux électrons sera donnée par la fréquence d'horloge des TDC (~ 1 GHz soit 1 ns) pour des signaux détectés sur des pistes différentes, et par leur temps mort (10 ns) dans le cas contraire (cf. partie 14.4.2 pour plus de détails).

Avec ce détecteur, on peut aussi obtenir une très bonne résolution spatiale sur les coordonnées X et Y, qui est de l'ordre de grandeur du développement latéral de l'avalanche (quelques dizaines de microns, en fonction de la profondeur du gap). Une si haute résolution n'est pas essentielle dans Hellaz (cf. partie 16.4.5), et on se limitera à des largeurs de piste de l'ordre du millimètre.

11.2.4 Utilisation de chambres conventionnelles dans Hellaz

La technologie des chambres à fils est bien connue, et elle permet de réaliser des chambres de grande dimension (> 5 m), à un prix raisonnable. Elles se caractérisent par des constantes de temps relativement grandes (200 - 300 ns), et un gain qui peut atteindre l'électron unique pour des petites chambres, mais jamais réalisé pour de grandes chambres.

⁴ Ce temps mort de 10 ns est le temps mort des TDC. On choisit une largeur de sortie des signaux de discri de la même valeur.

Toutes les TPC existantes, fonctionnant jusqu'à des pressions de quelques bars, ont utilisé des chambres à fils. La plupart du temps, elles devaient détecter des particules suffisamment énergétiques pour que les trajectoires soient des droites ou des cercles. Dans ce cas, le gain a beaucoup moins d'importance car il suffit de quelques points de la trajectoire pour l'identification. L'exemple de la TPC du projet SuperMunu, fonctionnant avec une chambre classique et un gaz rapide à 5 bars, montre qu'on ne peut pas remonter à l'énergie du neutrino en dessous du MeV.

Nous élargissons tout de même nos études à des constantes de temps supérieures au couple 1 - 10 ns de MICROMEGAS, en passant à 10 - 100 ns, et à des gains variant de 1000 à 10^6 (cf. partie 16.4.5). Mais on peut d'ores et déjà affirmer que si le gain ne vaut que 5×10^5 (sensibilité à 2 électrons), on ne reconnaît pas le début de la fin dans 2/3 des traces. C'est ce qui nous fait "abandonner" les chambres à fils pour les détecteurs MICROMEGAS, pour pouvoir distinguer chaque électron.

12. LES POINTS 'SENSIBLES'

12.1 Recherche de la direction de l'électron de recul

La recherche de la direction initiale de l'électron de recul est un point crucial de l'expérience, car elle détermine la résolution sur l'énergie du neutrino et donc la qualité du spectre de neutrinos mesuré par Hellaz.

La précision qu'on aura sur cette direction est d'autant plus importante que le bruit de fond de Hellaz sera rejeté en utilisant la direction des événements par rapport à celle du Soleil (cf. partie 12.3).

Nous verrons dans la partie 16.4.5 la méthode que nous avons utilisée pour chercher cette direction à partir du nuage d'électrons d'ionisation mesuré par le détecteur MICROMEGAS.

Nous verrons notamment qu'il est nécessaire de détecter le maximum des électrons de dérive pour retrouver cette direction avec une bonne précision. C'est ce qui explique les recherches qui sont faites sur la détection de l'électron unique, bien que cette mesure soit très difficile, surtout dans les conditions de fonctionnement prévues pour Hellaz.

12.2 Détection de l'électron unique

La détection de l'électron unique, et ce par un signal rapide (de l'ordre de la ns), signifiant un gain de l'ordre de 10^6 , n'a jamais été réalisée jusqu'à présent à des pressions supérieures à 2 bars. La difficulté lorsqu'on augmente la pression vient de la diminution du facteur de Townsend (qui est liée à la diminution du libre parcours moyen des électrons, c'est à dire que la pression sert de quencher. Pour avoir le même gain qu'à pression atmosphérique, il faut alors augmenter considérablement le champ électrique, pour qu'un électron acquiert autant d'énergie entre deux collisions). Même l'inventeur de la MICROMEGAS nous disait en aparté que c'était impossible, or la démonstration de la faisabilité de Hellaz passe par cette étape. Nous avons donc entrepris il y a 4 ans une étude expérimentale de cette détection.

Après avoir équipé un hall en gaz sous pression, blindé ce hall (cage de Faraday), et s'être équipé d'un spectromètre de masse (pour mettre en évidence les traces, jusqu'à 10^{-8} , de gaz électronégatifs susceptibles de tuer l'avalanche), nous avons fait fonctionner des MICROMEGAS à 1 bar. Les électrons sont fournis par effet photoélectrique sur le nickel de la grille, et l'anode était composé d'un seul pixel, le but étant uniquement l'étude du gain. Nous avons très rapidement obtenu le gain désiré (cf. fig. 11.6). Les photons induisant l'effet photoélectrique sont obtenus par 3 étages : la lumière d'un laser à azote (335 nm) est transformée au moyen d'un colorant en lumière à 500 nm, puis un doubleur de fréquence donne de l'UV à 250 nm. L'énergie est suffisante pour qu'un seul photon crée un électron sur le nickel. Ces résultats ont été publiés (Patzak, 1998), et la figure 12.1 montre la rapidité extraordinaire obtenue avec des électrons uniques.

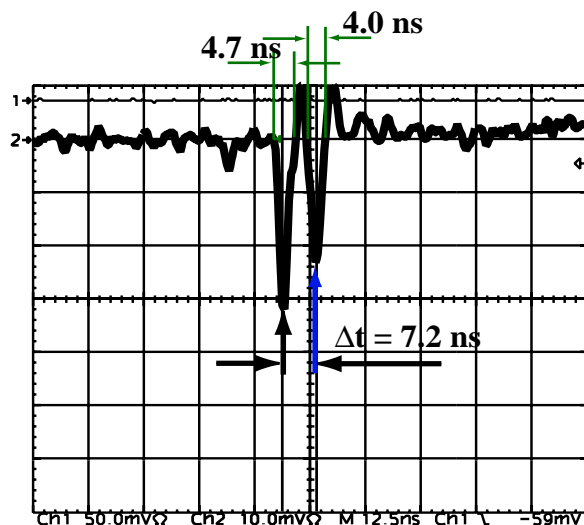


Fig. 12.1: Détection de deux électrons séparés de 7.2 ns, avec un détecteur MICROMEGAS classique fonctionnant à 1 bar (Patzak, 1998).

Nous avons alors augmenté la pression jusqu'à 20 bars et essayé sans succès, pendant 3 ans, de modifier les quencher (en utilisant au préalable le programme de Biaggi). Un progrès notable a été réalisé en juin 2000, en réalisant que c'est le nombre absolu d'atomes de quencher (et non la proportion) qui est important. A 20 bars, il faut donc 0.5 % d'isobutane (qui est le meilleur quencher à 1 bar), qui reste alors sous forme de gaz. Nous avons ainsi obtenu un gain légèrement supérieur à 10^5 , ce qui est encore insuffisant. Le problème à cette pression est qu'il faut des valeurs très élevées du champ électrique dans le gap, et la MICROMEGAS commence à faire des claquages avant d'atteindre le gain souhaité (pour des électrodes si peu espacées, de 50 à 100 μm , le système devient très sensible à l'état de surface des matériaux, et le moindre défaut de planéité se traduit par des décharges violentes, qui peuvent être destructrices pour la microgrille).

En février 2001, nous avons essayé une MICROMEGAS à deux étages, analogue à celle représentée sur la figure 11.5(b), mais avec un seul pixel et un premier gap de $800 \mu\text{m}$, et nous avons enfin obtenu le gain désiré, et ce à un champ plus faible que précédemment. L'explication du fonctionnement n'est pas très simple, car les lignes de champ sont différentes en "haut" (près de l'espace de dérive) et en "bas". Il y a en haut un effet d'entonnoir qui rend la grille transparente aux électrons, tandis qu'en bas les lignes de champ sont parallèles. Ces lignes de champ sont celles d'une seule MICROMEGAS à un seul gap, avec une électrode centrale qui stabilise le champ au milieu du gap. Il reste donc à profiter du gain obtenu pour voir des traces par la méthode de l'électron unique, afin de les analyser et de remplacer ainsi les simulations GEANT par la réalité.

Nous allons maintenant (fin août 2001) recevoir le détecteur de la figure 11.5(b), fabriqué au CERN, qui est équipé de 64×64 pistes en X et Y. Il sera placé dans l'enceinte sous pression, munie d'une dérive de 60 cm qui est en cours de réalisation (nous avons pour le moment une dérive de 20 cm). Avec ce montage, nous regarderons des traces :

- de rayons cosmiques, qui sont droites.
- d'électrons, créés par une source de ^{90}Sr , et passant dans un petit spectromètre magnétique, permettant d'avoir un faisceau monocinétique d'énergie variable entre 0.7 et 1.3 MeV.
- Enfin nous utiliserons une source puissante de ^{22}Na (émetteur β^+). Un des deux γ de 511 keV fait un Compton dans le gaz, et l'autre permet de faire une coïncidence. Le γ diffusé est détecté dans compteur externe (CsI), ce qui permet de connaître son énergie et sa direction, et donc de déduire l'énergie et la direction de l'électron Compton. Ce dernier dérive et est détecté "à la Hellaz". On compare ensuite ce qu'on a détecté et ce qui a été calculé.

12.3 Le bruit de fond

12.3.1 Les sources de bruit de fond

Le bruit de fond peut être défini comme constitué d'événements indiscernables des événements neutrinos. Parmi ceux-ci, on peut avoir :

- a) Les Compton venant de rayonnement γ issus principalement de U - Th, présent sous forme de traces dans les matériaux constitutifs du détecteur.
- b) Les neutrons, venant de la roche du tunnel, ou générés par le flux résiduel de rayons cosmiques (cosmogénie).
- c) Le ^{14}C est un émetteur β qui est présent dans tous les corps carbonés. Nous avons vu que l'hélium, en tant que cible, peut être considéré sans radioactivité

(en le faisant bouillir). Par contre, les quenchers (méthane et isobutane) ont du carbone, et donc une fraction de ^{14}C .

- d) Les particules issues de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre. Dans un laboratoire souterrain comme celui du Gran Sasso, il s'agit essentiellement de muons. Ils traverseront le détecteur en faisant une trace droite aisément reconnaissable.

12.3.2 Niveau du bruit de fond

- les Compton :

On se limitera à U - Th dans les matériaux, le potassium étant ici peu important. Pour la plupart des matériaux (acier inox, dural, kevlar, circuits imprimés, ...), il y a environ 10^{-8} g/g U - Th. U - Th émet des γ d'énergie comprise entre 0 et quelques MeV, lesquels sont indiscernables des neutrinos si ils font une interaction Compton dans le gaz.

Dans Hellaz, les sources de γ sont à la surface du gaz, car on suppose que le radon peut être piégé par barbotage dans l'azote liquide. Les éléments critiques sont donc :

- les électrodes de dérive
- les chambres MICROMEGAS
- la cuve en acier (5 cm d'épaisseur)

Les électrodes de dérive peuvent être faites en PMMA (poly methyl methacrylate, pureté atteinte dans Borexino : $< 10^{-15}$ g/g), sur lequel on évapore du métal (aluminium) à travers un spectromètre éliminant les masses élevées.

Les chambres MICROMEGAS sont constituées de Kapton (pureté Borexino : 10^{-15} g/g) et de cuivre (de l'ordre de $10^{-14} - 10^{-15}$ g/g). La masse en question est suffisamment faible pour être négligeable (environ 30 kg de Cu et 30 kg de Kapton, soit moins de 1 désintégration par jour à 10^{-14} g/g).

En ce qui concerne la cuve en acier, on verra plus tard qu'on peut tolérer environ 10000 γ par jour. Pour la masse d'acier (environ 230 tonnes), et en tenant compte de l'auto-absorption des γ , il faut que la pureté soit de l'ordre de 10^{-13} g/g (valeur qui a été obtenue dans Borexino pour de l'acier inoxydable).

- les neutrons :

Ils viennent principalement des réactions cosmogéniques des muons cosmiques avec la roche du tunnel. La meilleure protection est de se blinder, d'abord des μ (le détecteur est placé dans un tunnel où le flux de muons est réduit (facteur 10^{-6} au

Gran Sasso) par rapport au flux de surface), ensuite des neutrons, avec de l'eau ou de l'oxyde de bore (dont nous avons mesuré la pureté comme inférieure à la limite mesurable (10^{-10} g/g) par le germanium utilisé).

- le ^{14}C :

Si on fabrique nous-mêmes les quenchers avec du pétrole ancien et profond, où le ^{14}C a décré de 10^{-14} g/g (carbone récent) à 10^{-18} g/g (non mesurable par Boraxino), ceci conduirait à environ 1000 coups par jour d'électrons d'énergie supérieure à 100 keV (la fin du spectre se situe à 160 keV).

- les rayons cosmiques :

Ce sont des événements chargés qui ne sont pas confinés (ils traversent le détecteur de part en part et sont donc faciles à rejeter), à un taux de ~ 2700 /jour (c'est à dire environ une trace toutes les 30 secondes). Ce temps est négligeable par rapport au temps mis par une trace pour dériver (~ 10 ms pour 10 m).

12.3.3 Les méthodes de réduction

On a vu qu'on peut réduire par "force" le nombre de cosmiques, de neutrons et d'électrons du ^{14}C .

Pour les γ , la situation est différente, car il est difficile de faire moins que 10^{-13} g/g, ce qui correspond à 10^4 γ par jour dans le gaz. Mais nous pouvons utiliser le fait qu'ils sont émis de façon constante dans le temps (vies moyennes longues) et l'espace (acier de la cuve), tandis que les neutrinos sont émis par le Soleil, dans un angle solide très faible.

On peut se servir de notre bonne résolution angulaire sur l'électron de recul pour discriminer les photons des neutrinos. Il suffit pour cela de soustraire en permanence le spectre reconstruit (γ ou ν) pris 12 h auparavant. Les γ se soustrairont, contrairement aux neutrinos. C'est la méthode dite du "Soleil tournant". La réjection des γ , dont l'énergie est reconstruite, sera d'autant plus efficace que la résolution angulaire sera bonne.

Ceci est illustré sur la figure 17.2, où on est dans les mêmes conditions de pression, de quencher et d'années que sur la figure 17.4, mais avec ici 10000 γ par jour issus de l'enceinte (soit 1000 fois plus que de neutrinos). Après soustraction, le rapport "signal/bruit" est de l'ordre de 10 au niveau du ^7Be , ce qui est confortable. On illustre ici une fois de plus la nécessité d'une bonne résolution pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

12.3.4 Mesures de la basse radioactivité

Il est essentiel de pouvoir mesurer la radioactivité résiduelle des matériaux utilisés. Pour cela, un certain nombre de méthodes sont utilisables.

- GeLi

Nous disposons, dans le tunnel de Modane, d'un détecteur diode GeLi ultrapur, enfermé dans un château de plomb archéologique. On peut y mettre des échantillons de l'ordre du cm^3 (limité par l'angle solide du détecteur), et avoir une valeur de la pureté en U - Th jusqu'à 10^{-11} g/g.

- Extraction du radon

Pour des valeurs plus faibles, il faut disposer d'échantillons plus gros, inutilisables avec le germanium. Nous avons étudié une méthode d'extraction du radon, dans laquelle des échantillons de l'ordre de quelques kilogrammes sont broyés et brûlés, les gaz véhiculés vers des filtres et analysés par la méthode "Bi - Po", où le Rn émet en coïncidence un électron (Bismuth) et un α (Polonium). On atteint ainsi des valeurs de $10^{-13} - 10^{-14}$ g/g.

- Activation neutronique

Il est toujours possible de faire appel à des laboratoires faisant de l'activation neutronique, comme à Pierre Süe (Saclay) où nous avons des contacts. On atteint ainsi 10^{-13} g/g pour certains matériaux.

- Utilisation d'un détecteur Hellaz

Il est évident que le projet Hellaz ne se fera pas sans passer par les étapes de nombreux prototypes. En particulier, le prototype suivant le notre devrait faire de l'ordre de 2 m^3 (1 m^2 de détecteur et une dérive de 2 m), et il serait déjà construit en matériaux de basse activité (en utilisant le germanium de Modane).

Un échantillon placé dans ce prototype pourrait être examiné jusqu'à une pureté de l'ordre de $10^{-15} - 10^{-16}$ g/g (on regarde chaque électron!).

Cinquième partie

LES SIMULATIONS DANS HELLAZ

13. GÉNÉRATION DE TRACES D'ÉLECTRONS AVEC GÉANT

13.1 *Le programme GEANT*

13.1.1 *But du programme GEANT*

GEANT est un programme du CERN (Brun et al., 1994) qui permet de simuler le déplacement d'une particule dans un milieu. Cette simulation tient compte des divers processus physiques auxquels est soumise cette particule, en fonction de son énergie et des caractéristiques du milieu où elle se propage. La sortie du programme fournit différentes grandeurs physiques souhaitées, comme la position ou l'énergie de la particule.

13.1.2 *Utilisation de GEANT*

L'utilisation de ce logiciel se fait à partir d'un programme écrit par l'utilisateur¹ et permettant de fixer les caractéristiques de la simulation à effectuer. Cette interface entre GEANT et l'expérience à simuler doit préciser :

- les caractéristiques du ou des milieux où la particule se déplace : composition chimique, densité, existence d'un champ électrique et/ou magnétique. On peut aussi définir des milieux "sensibles" permettant de simuler la réponse d'un détecteur au passage d'une particule.
- la géométrie de la simulation, c'est à dire la taille, la forme et la répartition spatiale des divers milieux définis précédemment. Une routine permet de lire directement la géométrie à partir de fichiers générés par des logiciels de CAO.
- le type de particule que l'on veut engendrer et ses caractéristiques cinématiques (énergie, impulsion et vertex). On définit aussi l'énergie minimale que peut avoir chaque type de particule (en dessous de cette énergie, la simulation est arrêtée).
- les processus physiques agissant sur la particule et le type de simulation utilisé pour chacun de ces processus (génération ou non de particules secondaires et simulation ou non de la trajectoire de ces particules secondaires).

¹ Dans la version 3.21 que nous utilisons, cette interface est écrite en Fortran.

Cette interface permet aussi de définir les données que l'on souhaite récupérer (position, impulsion, énergie d'un type de particule dans un milieu donné, ...) et la façon dont on les récupère (sortie graphique ou dans des fichiers).

13.2 La génération de traces d'électrons de basse énergie

Pour mettre au point les simulations de HELLAZ, il est nécessaire de pouvoir étudier les traces créées par des électrons de basse énergie dans un mélange gazeux² à 20 bars et 300 K. Ces développements logiciels sont effectués pour tester la validité du principe de l'expérience (notamment à basse énergie, pour des électrons d'une centaine de keV), ils doivent donc être effectués sur des traces représentatives des conditions du futur détecteur.

De plus, la détection de ce type de trace représente un véritable défi technologique, dont l'étude est menée parallèlement à la mise au point des algorithmes, et nous ne disposons donc pas de traces réelles pour nos études. Le programme GEANT nous a donc permis de simuler de manière réaliste ces traces d'électrons.

13.2.1 L'interface utilisateur

Dans le cas qui nous intéresse, la particule est un électron se déplaçant dans un mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane de densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ (nous verrons à la fin de ce chapitre que d'autres configurations ont aussi été simulées). Les simulations ont été faites pour différentes énergies (100, 200, 400 et 800 keV).

La géométrie de la TPC n'a pas été prise en compte car elle n'a pas d'influence sur la configuration des traces. Par contre, elle sera prise en compte pour des études ultérieures sur le volume fiduciel ou l'efficacité (une trace doit être contenue entièrement dans le détecteur). Les processus physiques qu'il faut prendre en compte peuvent être classés en deux catégories :

- les processus continus qui permettent de déterminer la production des électrons d'ionisation de la trace principale (perte d'énergie et diffusion multiple).
- les mécanismes discrets qui produisent une nouvelle particule (production de rayons δ et *bremssstrahlung*).

² La composition exacte de ce mélange dépend des études menées sur la détection de l'électron unique.

- Processus continus

Comme on l'a vu dans la partie 10.3, un électron se déplaçant dans la matière interagit avec les atomes du milieu. Ces interactions répétées se traduisent par une perte d'énergie et une déviation de la particule incidente qui dépendent de son énergie et des caractéristiques du milieu traversé (densité, charge, poids atomique, potentiel d'ionisation).

La simulation de la diffusion multiple est effectuée à partir de la théorie de Molière. Les transferts d'énergie doivent être faibles, ce qui équivaut à ce que la déviation angulaire subie par la particule soit faible. Cette contrainte donne une valeur maximale pour l'épaisseur dX de matériau traversé. Par contre, la théorie n'est valable que pour un nombre suffisant de collisions, ce qui impose une valeur minimale³ pour dX . Le pas est défini dans GEANT de manière à satisfaire simultanément ces deux contraintes. Les formulations de Rossi et Greisen (1941) ou de Highland (1975) permettent d'obtenir la déviation moyenne $\theta_{1/e}$ par une formule simplifiée :

$$\theta_{1/e} = \frac{E_s}{p\beta c} (1 + \epsilon) \sqrt{\frac{dX}{X_0}} \quad (13.1)$$

où $E_s = 17.5$ MeV, X_0 est la longueur de radiation du milieu et $\epsilon \approx 0.1 \log\left(\frac{dX}{0.1 X_0}\right)$ est un terme corrigeant les variations de E_s avec dX/X_0 .

En se déplaçant dans la matière, l'électron perd son énergie en ionisant les atomes du milieu. L'énergie des électrons d'ionisation ainsi créés suit une certaine distribution, et la formule de Bethe-Bloch est obtenue par intégration de cette distribution entre une énergie nulle et l'énergie maximale transférable lors d'une collision. Le programme GEANT permet de simuler l'énergie perdue dans une épaisseur de matériau, mais les électrons d'ionisation ne sont produits qu'à partir d'une énergie seuil (voir la section suivante sur les mécanismes discrets). GEANT tient compte de ce seuil dans le calcul de la perte d'énergie.

- Mécanismes discrets

Pour des électrons de faible énergie comme ceux que nous simulons, le processus discret le plus important est la production de rayons δ (section efficace d'une centaine de barns⁴). Ce sont les électrons d'ionisation produits avec une énergie supérieure à l'énergie seuil évoquée précédemment et qui sont traités individuellement dans GEANT. Ces électrons ont une énergie suffisante (supérieure à 10 keV) pour avoir un parcours macroscopique, donc nous devons simuler ce genre d'événements

³ En dessous de cette valeur, le programme utilise la diffusion de Coulomb.

⁴ 1 barn $\equiv 10^{-28}$ m² $\equiv 10^{-32}$ cm²

qui peuvent fortement perturber la recherche de la direction initiale de la trace. Nous verrons dans la partie 15.1 que ces rayons δ ont aussi une influence sur l'évaluation de l'énergie de l'électron de recul.

Dans cette gamme d'énergies (entre 100 keV et 1 MeV), le *bremsstrahlung*, ou rayonnement dû au freinage de l'électron, a une section efficace de l'ordre du barn et se produit donc assez rarement. Les photons générés par ce mécanisme ont un libre parcours moyen de l'ordre du mètre (pour des photons de 10 keV) avant de produire un nouvel électron par photo-ionisation. La trace secondaire créée par cet électron sera donc déconnectée de la trace principale et posera probablement peu de problème pour rechercher la direction initiale. Par contre, ce type d'événements pourrait influencer la mesure de l'énergie de l'électron de recul.

13.2.2 Résultats

A partir des simulations de GEANT, on peut évaluer différentes grandeurs qui sont utiles, plus ou moins directement, à la mesure de l'énergie ou de la direction de l'électron de recul.

- La diffusion multiple

La déviation que subit un électron en se déplaçant dans un milieu, à cause de la diffusion multiple, est bien sûre fondamentale pour la précision qu'on peut obtenir sur la mesure de la direction de l'électron de recul. Nous avons vu (partie 10.3) que cette déviation est déterminée, pour une épaisseur de milieu traversé constante, par le rapport Z/\sqrt{A} où Z et A sont la charge et le poids atomique effectifs du milieu traversé.

Pour un mélange, les grandeurs effectives sont calculées à partir de la formule :

$$X = \sum_i \frac{n_i A_i}{A_{mol}} X_i \quad \text{où} \quad A_{mol} = \sum_i n_i A_i \quad \text{et} \quad X \equiv A \text{ ou } Z$$

n_i , A_i et Z_i sont respectivement la proportion d'atomes (en nombre), le poids atomique et le nombre de charges de l'espèce i .

On peut voir l'importance de ce rapport sur la figure 13.1 représentant les distributions de la déviation d'un électron de 200 keV après avoir traversé 1 cm de matière, pour deux milieux différents, caractérisés par des rapports $Z/\sqrt{A} = 1.0$ (He pur) et 1.6 (He + 2 % Méthane + 0.5 % Isobutane).

Ces distributions montrent que malgré la faible proportion introduite (en nombre d'atomes), le quencher utilisé est tout de même important pour la diffusion multiple,

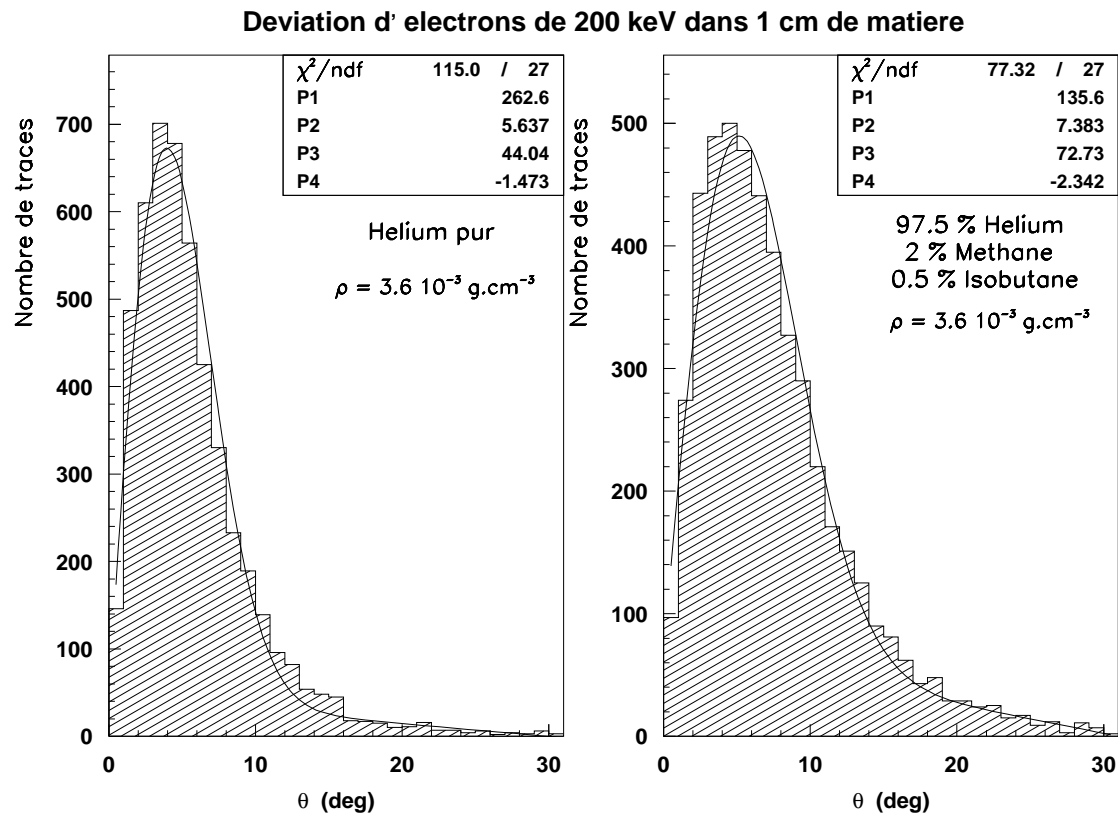


Fig. 13.1: Déviation d'électrons de 200 keV après un parcours de 1 cm dans un milieu de densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$.

à cause du grand nombre d'électrons de ce type de molécules ($Z/\sqrt{A} = 2.5$ pour le méthane et 4.5 pour l'isobutane). Ainsi, la déviation moyenne après 1 cm de parcours passe de 5.6° dans l'hélium pur à 7.4° dans le mélange ternaire.

Pour un mélange déterminé, la déviation ne dépend plus que de deux grandeurs, la distance parcourue dans le milieu et l'énergie de la particule. La figure 13.2 montre la déviation, dans un espace à 3 dimensions (ne pas oublier qu'une déviation nulle est ce qui est le plus probable à 2D), subie par un électron de 200 keV, en fonction de son parcours⁵ dans un mélange He + 2 % Méthane + 0.5 % Isobutane de densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$. On vérifie que la déviation est approximativement en \sqrt{X} , où X est le parcours.

Avec ces distributions, on voit que plus le parcours de l'électron est grand, plus la moyenne et la variance des distributions augmentent. On remarque notamment que

⁵ Le parcours X est donné en fonction de l'épaisseur de milieu traversé. Pour retrouver cette distance en unité de longueur, il suffit de diviser par la densité.

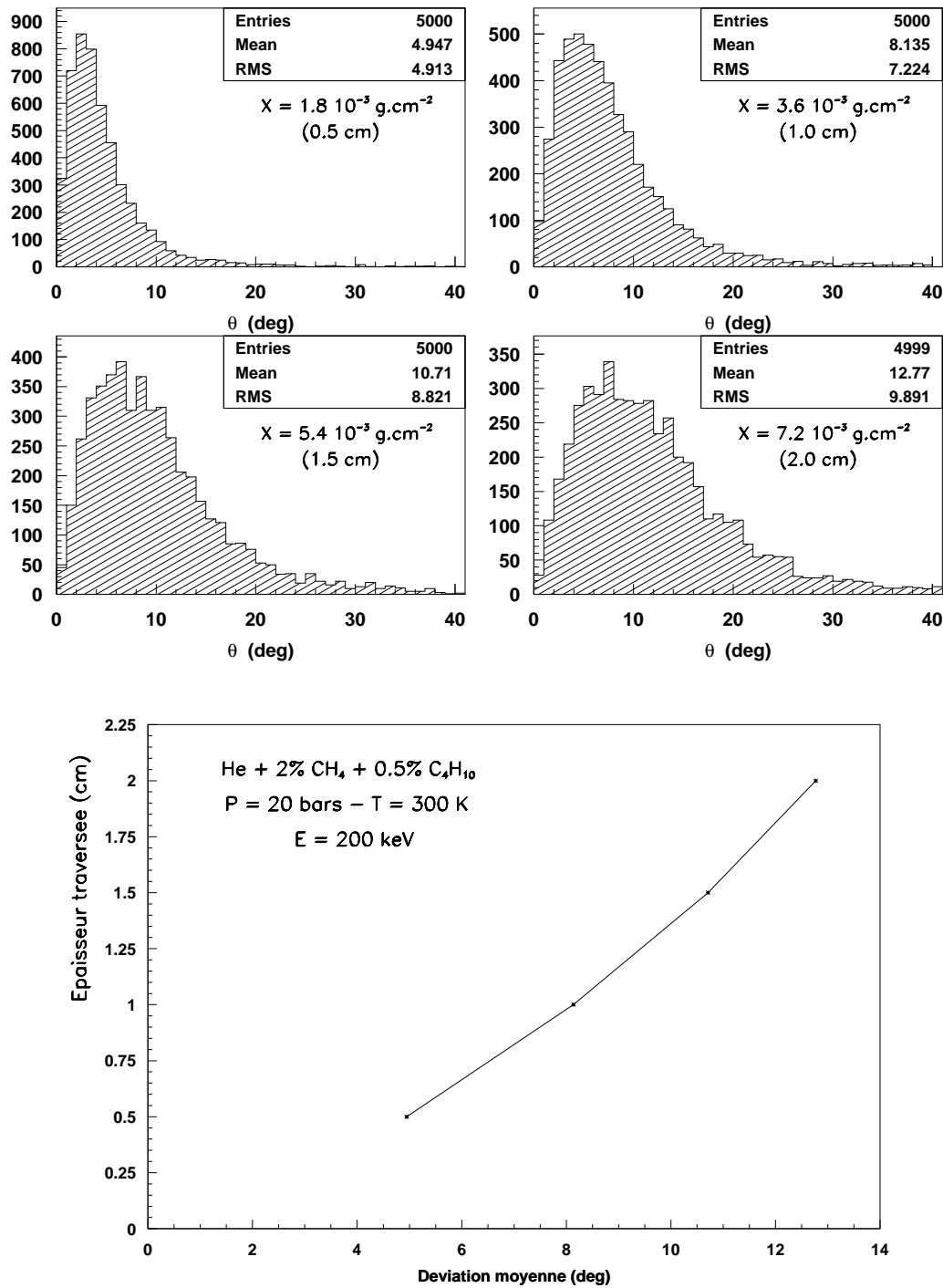


Fig. 13.2: Déviation d'un électron de 200 keV en fonction de l'épaisseur traversée, pour un mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane de densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$.

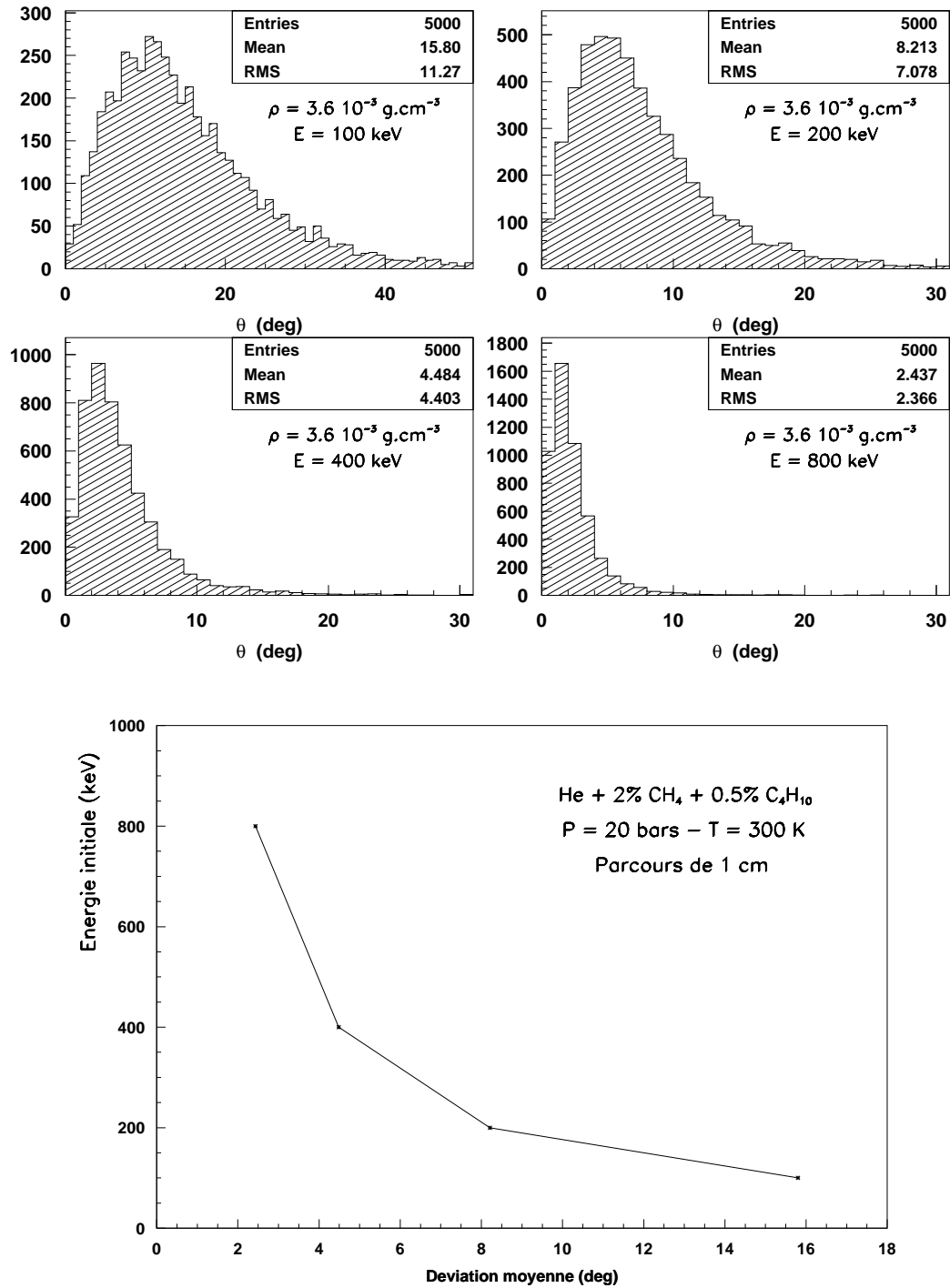


Fig. 13.3: Déviation d'un électron dans 1 cm de mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane de densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$, en fonction de l'énergie initiale.

la distribution s'étend vers des grandes valeurs de θ lorsque X augmente. Du point de vue de la recherche de la direction initiale de l'électron de recul (cf. partie 16.4.5), cela signifie simplement que plus on fera un ajustement sur une petite distance, plus celui-ci aura de chances d'être précis (pour des raisons de statistique, on ne pourra évidemment pas trop raccourcir cette longueur d'ajustement).

La figure 13.3 montre les distributions de la déviation d'un électron de recul en fonction de son énergie initiale, pour le même mélange que précédemment.

Comme le montre l'équation 13.1, la déviation moyenne que subit un électron est approximativement inversement proportionnelle à son énergie⁶. On voit la grande difficulté de travailler à une énergie aussi basse que 100 keV, car la déviation des électrons devient rapidement très importante, ce qui implique de faire un ajustement sur une distance très courte.

De plus, comme nous allons le voir dans la partie 16.4.5, l'ajustement ne peut pas se faire sur une distance trop petite, à cause de la diffusion des électrons d'ionisation lors de la dérive de la trace et pour le problème de statistique déjà évoqué. D'après la distribution obtenue pour des électrons de 100 keV, cela signifie qu'en utilisant le premier centimètre de la trace, ce qui est déjà court, on devra faire un ajustement avec des points qui ont été déviés de plus de 45°... On voit aussi (figure 13.3) que environ 15 % des traces de 100 keV sont déviées de plus de 25° après un parcours de 1 cm.

- La perte d'énergie

D'après la formule de Bethe-Bloch, l'énergie déposée par unité de longueur par une particule dans un milieu dépend essentiellement de l'énergie de cette particule (terme $1/\beta^2$) et de la densité du milieu. La composition du milieu traversé est beaucoup moins importante que pour la diffusion multiple, car le rapport Z/A varie assez peu d'un milieu à un autre.

La figure 13.4 montre les distributions de l'énergie perdue par un électron de 100 ou 800 keV après un parcours de 1 cm dans le mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane à une densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$. On peut considérer que ces distributions représentent la perte d'énergie d'une particule d'énergie fixée, ce qui est surtout valable à grande énergie (la variation est de ~ 13 % à 100 keV et < 1 % à 800 keV).

Ces distributions montrent que, même si la perte d'énergie est en moyenne bien distincte pour des particules d'énergies différentes, les fluctuations sont trop impor-

⁶ le facteur $p\beta c$ de l'équation 13.1 est proportionnel à l'énergie de l'électron pour des énergies très supérieures à la masse de l'électron.

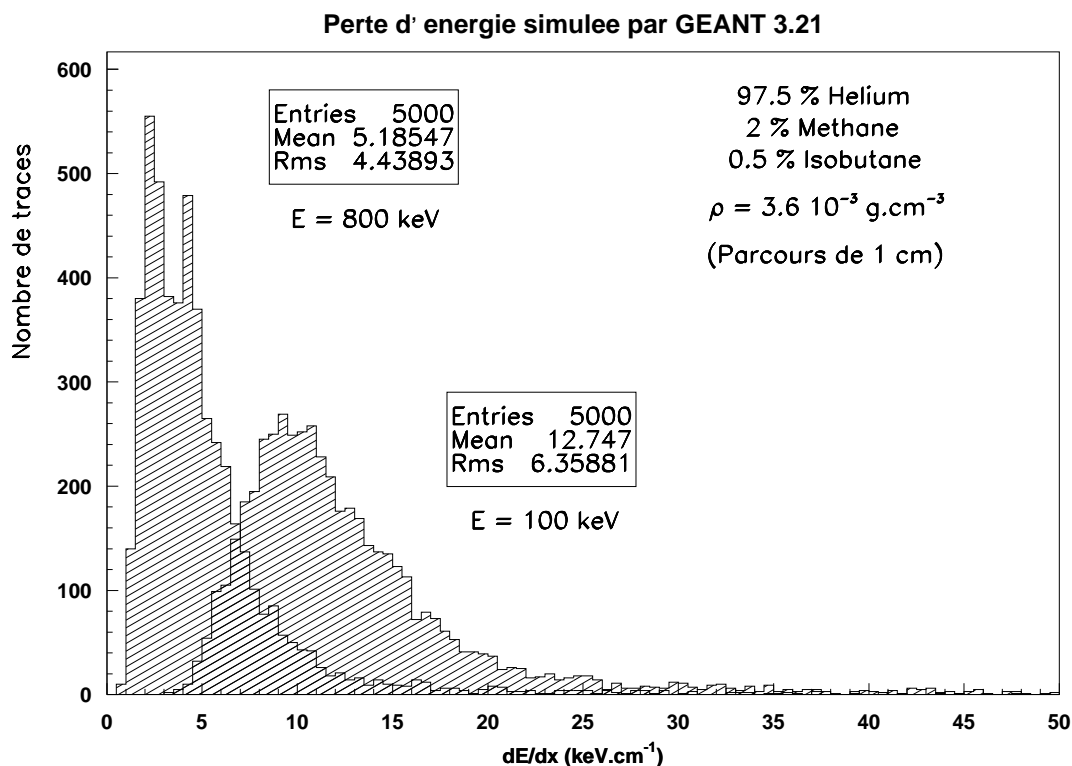


Fig. 13.4: Perte d'énergie d'un électron de 100 ou 800 keV, dans un mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane à une densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$.

tantes pour obtenir des informations locales sur une trace. A cause de ces fluctuations, il sera par exemple difficile de repérer l'apparition de rayons δ de basse énergie.

Un point positif pour la recherche de la direction de l'électron de recul est que la perte d'énergie est plus élevée à basse énergie, ce qui limitera les problèmes de statistique pour faire un ajustement sur une distance courte. De plus, nous verrons dans la partie 16.4.5 que cela permet de retrouver le vertex, où la densité d'électrons est la plus faible.

La figure 13.5 montre les mêmes distributions, où cette fois la perte d'énergie est intégrée sur la trace complète et divisée par la longueur de la trace (ce qui revient à une perte d'énergie moyenne). On voit que les deux distributions sont nettement mieux séparées, grâce à la diminution des fluctuations d'une part, et au plus grand écart entre les valeurs moyennes d'autre part.

On peut tirer profit de cette séparation pour utiliser la perte d'énergie moyenne comme un estimateur de l'énergie initiale de l'électron de recul. A partir de ces deux

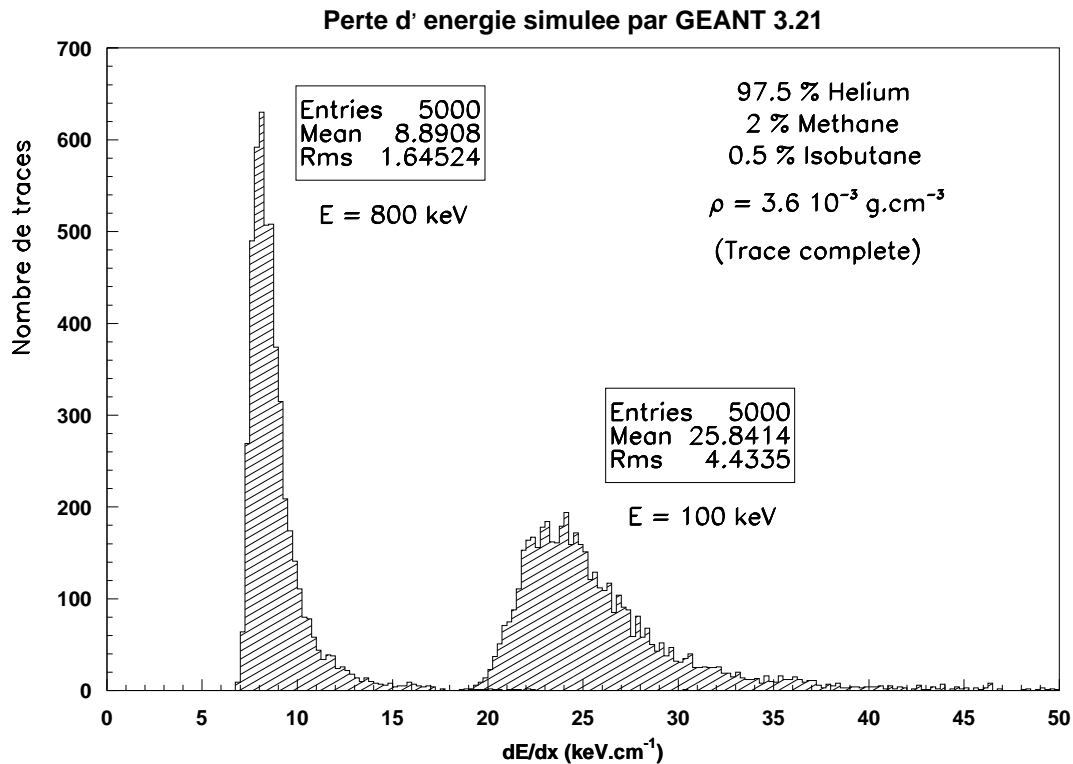


Fig. 13.5: Perte d'énergie intégrée d'un électron de 100 ou 800 keV, dans un mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane à une densité $\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$.

distributions, on peut en effet calculer la longueur moyenne R de la trace faite par un électron d'énergie E_{recol} , à partir de la relation $R = \frac{E_{recol}}{\langle dE/dx \rangle}$ où $\langle dE/dx \rangle$ est la perte d'énergie moyenne. Cette méthode est assez peu précise, à cause des fluctuations relativement grandes de la perte d'énergie moyenne ($\lesssim 20 \%$). Nous verrons dans la partie 15.4 qu'il existe des méthodes plus précises pour obtenir cette énergie.

La distribution obtenue pour des électrons de 100 keV, qui est équivalente à celle de la figure 10.4(b), présage de la difficulté que l'on aura pour retrouver la direction de certaines traces. En effet, environ 8 % des traces ont une perte d'énergie moyenne supérieure à 33 keV.cm^{-1} , ce qui correspond à un parcours de 3 cm seulement.

• Les rayons δ

L'apparition d'un rayon δ est un processus aléatoire qui correspond à une perte d'énergie élevée au cours d'un choc unique (c'est ce type d'événement qui donne les

grandes valeurs discrètes de dE/dx des distributions de la figure 13.4). L'électron produit a une énergie suffisante pour se déplacer dans le milieu, en ionisant à son tour d'autres électrons. Ce type d'événement est gênant pour deux raisons :

- En début de trace, cela empêche de retrouver la direction de l'électron de recul. De plus, pour les traces de basse énergie, il devient difficile de distinguer le vertex de la fin de la trace (cf. section 16.4.5).
- Cela diminue le parcours de l'électron de recul et dégrade donc la résolution sur l'énergie (cf. section 15.4).

La figure 13.6 illustre ce problème pour un électron de 100 keV.

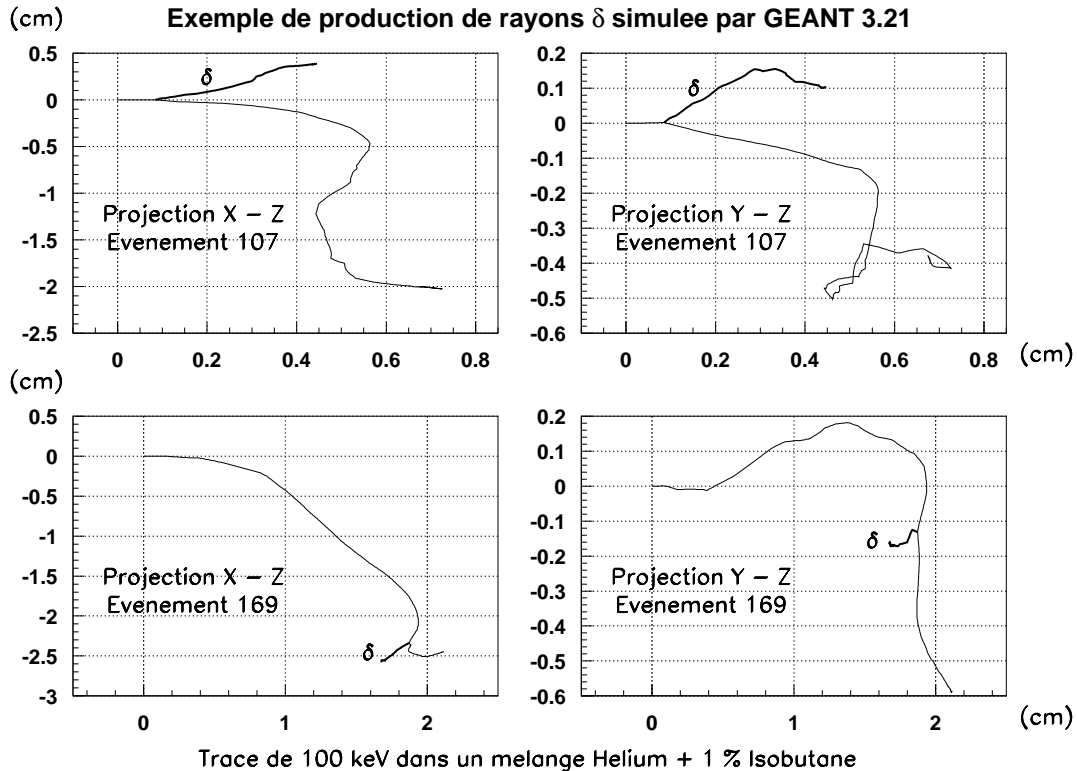


Fig. 13.6: Exemple de production de rayons δ simulée par GEANT pour deux traces d'électrons de 100 keV dans un mélange He + 1 % isobutane à une densité $\rho = 3.2 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$. Le vertex est située en $X=Y=Z=0$.

Les deux figures du haut montrent un exemple de rayon δ ($E_\delta \simeq 30 \text{ keV}$) apparaissant en tout début de trace. On voit bien, notamment sur la projection Y-Z, qu'il sera très difficile d'obtenir un ajustement correct de la direction dans un tel cas. Les figures du bas montrent un exemple où le rayon δ ($E_\delta \simeq 20 \text{ keV}$) est produit assez loin du vertex et ne gênera donc pas l'ajustement.

Les différentes distributions obtenues nous montrent qu'il sera très difficile d'obtenir des évaluations précises de la direction de l'électron de recul à des énergies de l'ordre de 100 keV. Il faudra faire un compromis sur la longueur de l'ajustement de la trace. Elle ne devra pas être trop longue, pour éviter de prendre en compte des points trop éloignés de la direction initiale, et pour diminuer le nombre de rayons δ . Elle ne pourra pas non plus être trop courte, pour être significativement plus grande que la dispersion transverse des points du nuage, et pour avoir suffisamment de statistique.

14. SIMULATION DE L'EFFICACITÉ DU DÉTECTEUR

14.1 *But de la simulation*

Pour retrouver les caractéristiques de l'électron de recul (énergie et direction au début de la trace), il faut détecter les électrons de la trace d'ionisation un par un. Or, comme tout détecteur, les chambres qu'on utilise pour détecter ces électrons d'ionisation n'ont pas une efficacité parfaite, et une partie ne sera pas détectée. Le but du programme d'efficacité est de simuler cette perte d'électrons, en tenant compte des diverses causes d'inefficacité connues, en fonction de divers paramètres de l'expérience. On attend deux types de résultats de cette simulation :

- estimer la valeur de l'efficacité pour la trace complète en fonction de paramètres tels que l'énergie ou la distance de dérive
- obtenir une distribution spatiale réaliste des électrons après passage dans le détecteur.

À partir de l'efficacité globale de détection, on verra si on peut envisager de retrouver l'énergie de l'électron de recul par simple comptage des électrons d'ionisation, ou si on devra intégrer le signal complet (cf. partie suivante). La distribution spatiale est importante pour les électrons proches du vertex, qui serviront à retrouver la direction de l'électron de recul au début de la trace. De plus, on pourra optimiser certains paramètres caractéristiques du détecteur en fonction de l'efficacité moyenne obtenue.

14.2 *Les causes d'inefficacité*

Les signaux électroniques sont repérés sur des chambres munies de micropistes permettant d'obtenir leurs positions en X et en Y (cf. partie 11.1). Pour éviter de prendre en compte les faux signaux dus au bruit intrinsèque de l'électronique, chaque micropiste est reliée à un discriminateur permettant d'appliquer un seuil de détection. Les signaux logiques sortant des discriminateurs passent ensuite dans un TDC (Time to Digital Converter) qui leur affecte un temps d'arrivée (cf. fig. 14.1). Ces composants sont les sources qui engendrent les quatre types d'inefficacités simulées dans le programme.

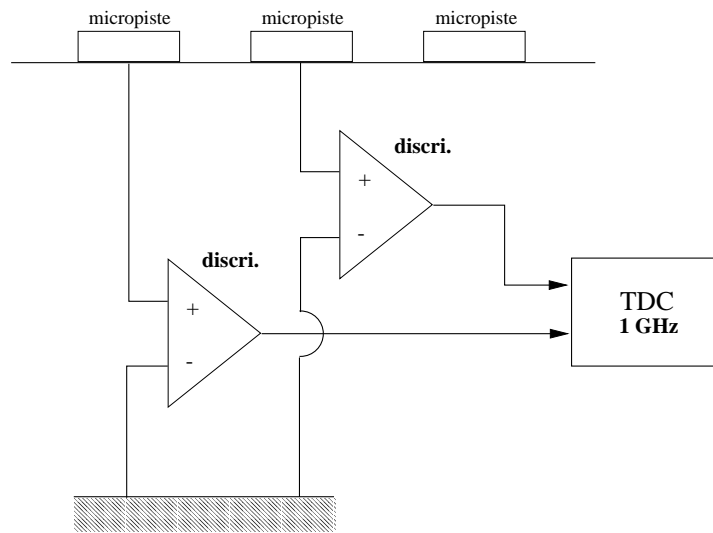


Fig. 14.1: Schéma simplifié de l'électronique

14.2.1 Le seuil des discriminateurs

Pour pouvoir détecter les électrons d'ionisation un par un, on doit amplifier rapidement le signal de chaque électron. Avec le type de détecteur utilisé (cf. partie 11.1), cette amplification se fait par une avalanche se produisant dans un espace d'amplification (50 à 100 μm d'épaisseur) où règne un champ électrique très élevé (100 – 200 $\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$). Comme la création des paires électrons-ions dans l'avalanche est un processus aléatoire, le gain varie d'un électron à l'autre. De plus, l'avalanche ne se déclenche pas toujours à la même profondeur et ne se développe donc pas toujours complètement, ce qui provoque aussi des fluctuations de l'amplification.

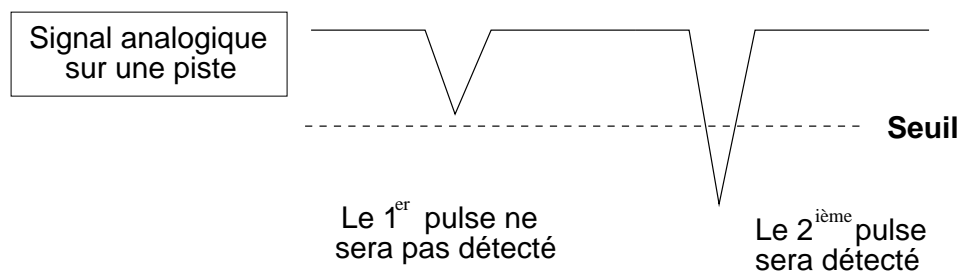


Fig. 14.2: Le seuil des discriminateurs.

À cause de ces fluctuations, il arrive que l'amplification soit insuffisante pour que le signal d'un électron dépasse le seuil des discriminateurs, et cet électron n'est alors pas détecté (cf. fig. 14.2). Ce type d'inefficacité dépend du seuil appliqué aux discriminateurs et des conditions physiques régnant dans l'espace d'amplification (valeur

du champ électrique, composition et densité du gaz). On a vu dans la section 11.2.4 que la fraction d'électrons qui ne peut pas être détectée à cause de ce processus peut être déduite de la distribution d'électrons uniques.

14.2.2 L'empilement des signaux

Les impulsions créées sur les micropistes et qui entrent dans les discriminateurs sont des signaux analogiques. Si deux signaux sont suffisamment proches en temps pour se chevaucher, ils s'additionneront. Donc si un électron arrive sur une piste alors que le signal de l'électron précédent (qui dure 6 à 8 ns), détecté sur la même piste, n'est pas encore repassé sous le seuil, le deuxième électron ne sera pas détecté (cf. fig. 14.3).

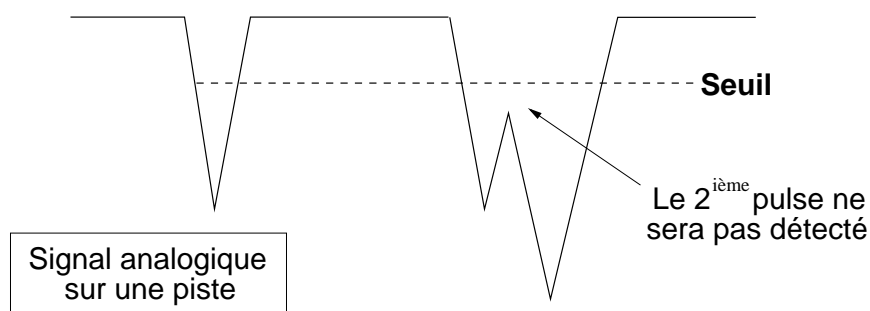


Fig. 14.3: L'empilement des signaux dans la chambre.

Ce type d'inefficacité dû à l'empilement (ou pile-up) des signaux est lié au temps moyen séparant deux électrons sur une même piste. Elle est donc fonction du pas de la chambre de détection utilisée et de la densité des électrons dans le nuage d'ionisation. La perte d'électrons engendrée par ce processus dépend aussi de la valeur du seuil appliqué aux discriminateurs (la valeur du seuil utilisée dans cette simulation correspond à une efficacité de détection de l'électron unique d'environ 90 %, elle est donc légèrement surestimée).

14.2.3 Le temps mort

Le système discriminateur + TDC ne permet pas d'observer l'arrivée de deux signaux séparés de moins de 10 ns. Cela signifie que si deux ou plus de deux électrons arrivent sur une même piste dans un intervalle de temps inférieur à $T_{Mort} = 10$ ns, seul le premier de ces électrons sera détecté (cf. fig. 14.4).

Cette source d'inefficacité est indépendante du seuil des discriminateurs. Elle est uniquement liée au temps moyen qui sépare l'arrivée des électrons sur une piste, et

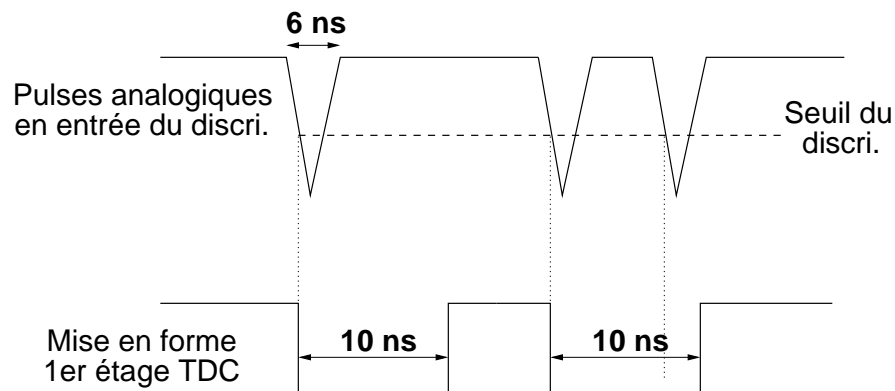


Fig. 14.4: Le temps mort.

est donc fonction du pas de la chambre et de la densité des électrons dans le nuage d'ionisation.

14.2.4 Le temps de confusion

Les TDC utilisés ont une fréquence d'horloge de 960 MHz, ce qui correspond à un intervalle de temps d'environ 1 ns. Donc si deux signaux ou plus arrivent sur la chambre, sur des pistes différentes, dans un intervalle de temps inférieur à $T_{\text{conf}} = 1$ ns, le TDC affecte le même temps d'arrivée à tous ces électrons. Ces électrons sont détectés, mais ils ne peuvent pas être utilisés pour retrouver la direction de la trace, car leur position n'est pas connue (ambiguïté en rectangle, cf. fig. 14.5). Dans cette simulation, on les considère donc comme non-détectés.

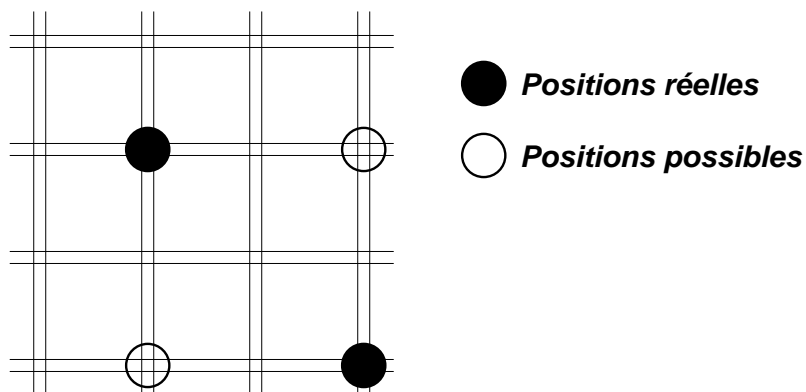


Fig. 14.5: Le temps de confusion.

La confusion entre électrons est un phénomène qui dépend du nombre d'électrons arrivant sur la chambre par unité de temps. On s'attend à ce qu'elle soit indépendante

du pas de la chambre et qu'elle dépende de la densité d'électrons dans le nuage d'ionisation.

Pour des particules de grande énergie, on peut lever cette indétermination en intercalant un troisième plan de détection, avec des pistes dirigées autrement que vers X ou Y (par exemple $3 \times 120^\circ$). Ceci n'est pas possible dans notre cas, car l'électron incident s'arrête dans le volume de dérive. La seule solution serait d'utiliser des pixels, mais elle est très chère.

14.3 Déroulement de la simulation

L'algorithme de la figure 14.6 montre le déroulement du programme principal de cette simulation.

Les données d'entrée permettent de choisir le type de simulation à exécuter (direction de la trace fixe ou aléatoire, signal filtré ou non, ...) et de fixer les valeurs des paramètres de la simulation (énergie, distance de dérive, ...).

Les traces ont été simulées pour différentes énergies de l'électron de recul, allant de 100 à 800 keV (cf. partie 13.2.2). Le programme d'efficacité lit les points donnés par GÉANT correspondant à l'énergie souhaitée. Il fait subir une rotation à tous ces points, et crée les électrons d'ionisation à partir de la perte d'énergie donnée par GÉANT, connaissant le potentiel d'ionisation du milieu simulé ($I \sim 40$ eV pour de l'hélium). On obtient ainsi une trace d'ionisation laissée par un électron de recul ayant une direction aléatoire dans l'espace.

Pour chacun de ces électrons d'ionisation :

- on attribue une hauteur de signal, à partir d'une distribution gaussienne (approximation simple des polynômes de Polya), pour simuler les variations de l'amplification¹
- on simule la diffusion qui se produit lors de la dérive en utilisant la distance de dérive (distance du point au détecteur), et les coefficients de diffusions transverse et longitudinale ($\sigma_{\text{Tran}} = \sigma_{\text{Long}} = 140 \mu\text{m} \times \sqrt{\text{cm}}$ à 20 bars), selon une distribution gaussienne
- on calcule le temps d'arrivée à partir de la coordonnée z de l'électron et de la vitesse de dérive dans le gaz ($V_d = 1.1 \text{ mm} \times \mu\text{s}^{-1}$)
- on calcule le numéro des pistes X et Y sur lequel sera détecté l'électron à partir des coordonnées x et y et du pas de la chambre utilisé.

On obtient alors un nuage d'électrons d'ionisation dont on connaît les temps d'arrivée, les numéros de pistes touchées et l'amplitude du signal.

¹ Les chambres MICROMEGAS à double gap ont en fait une distribution exponentielle.

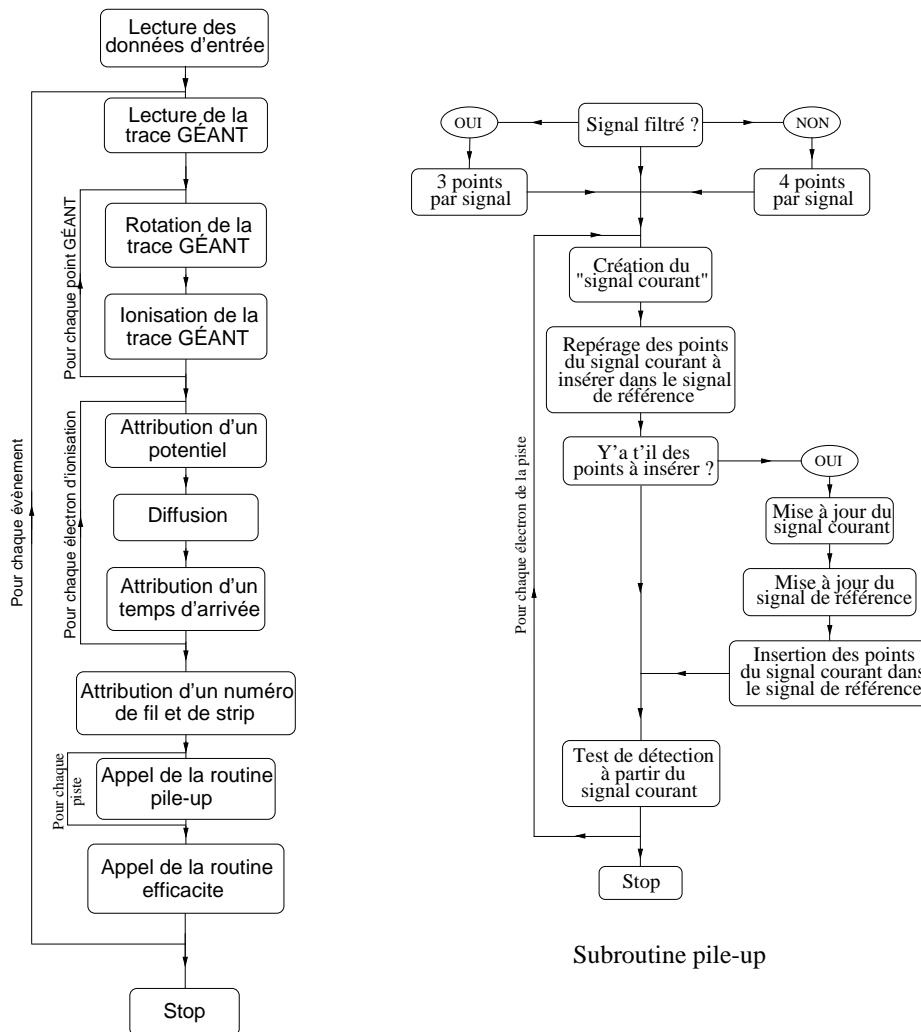


Fig. 14.6: Algorithmes du programme de simulation de l'efficacité et de la subroutine simulant l'empilement des signaux analogiques.

Pour chaque piste touchée, on appelle alors le sous-programme "pile-up" qui simule l'empilement des signaux en fonction du temps d'arrivée des électrons et de la hauteur des impulsions associées. Cette routine teste la détection de chaque électron en fonction de la valeur du seuil introduite dans la carte d'entrée. A la sortie de cette routine, on a simulé la détection vis-à-vis de l'inefficacité due au seuil et à l'empilement des signaux.

On appelle ensuite la routine "efficacite", qui simule les pertes dues au temps mort et au temps de confusion, et qui compare les résultats obtenus selon les divers processus pour trouver l'efficacité globale de détection. Cette subroutine permet aussi d'obtenir la distribution spatiale des électrons détectés au début de la trace.

14.4 Résultats de la simulation

Les signaux créés lors de l'avalanche (cf. figure 11.3) sont composés d'un pic rapide (~ 6 ns) dû aux électrons et d'une queue due aux ions plus lents (~ 50 ns). On peut utiliser un filtre en sortie d'ampli pour faire disparaître le signal ionique, ce qui limite la durée du signal et doit améliorer l'efficacité de détection en réduisant l'empilement des signaux. La figure 14.7 montre l'effet d'un tel filtre sur la forme du signal simulé et sur l'inefficacité (qui est la proportion d'électrons non détectés).

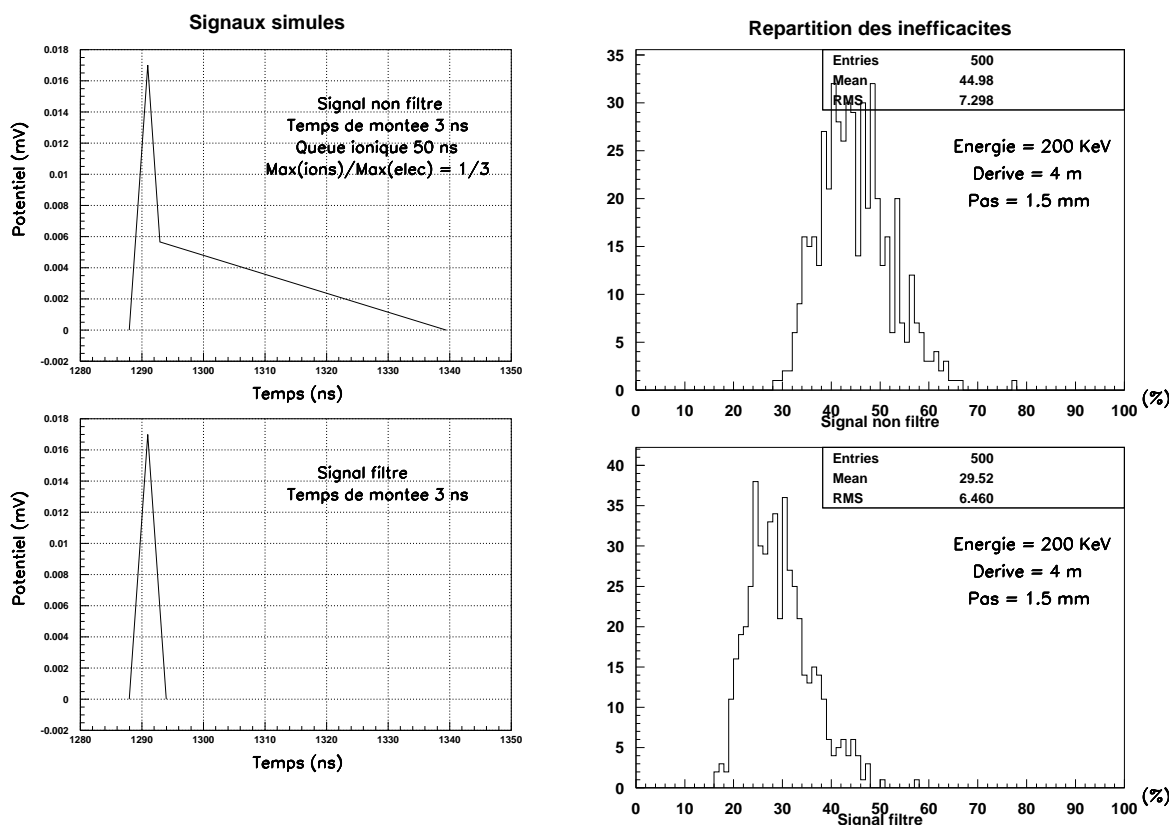


Fig. 14.7: Effet du filtrage de la queue ionique.

On remarque que l'efficacité augmente très sensiblement avec l'ajout du filtre. Elle passe d'environ 55 % des électrons détectés pour des signaux non filtrés à 70 % lorsqu'on ajoute le filtre. Toutes les simulations présentées dans cette partie sont donc faites avec un signal filtré².

Le but de cette simulation est de prévoir l'efficacité de détection en fonction de

² Dans le cas d'un détecteur à double étage, le signal filtré de cette simulation est en fait représentatif du signal réel (cf. figure 11.4).

différents paramètres du dispositif expérimental. Ces paramètres peuvent être classés en deux catégories, suivant qu'ils varient ou non, une fois que le dispositif expérimental est fixé.

14.4.1 Les paramètres fixes

• Grandeurs caractéristiques du mélange gazeux

On a vu dans la section 10.3 que le mélange gazeux utilisé, et les conditions de pression et de température de ce mélange, sont essentiellement imposés par le taux d'évènements qu'on veut atteindre dans HELLAZ et par la taille maximale que peut avoir le détecteur dans un site souterrain tel que le Gran Sasso. Pour simuler l'ionisation et la diffusion du nuage d'électrons, on utilise donc les valeurs imposées par ces choix (la vitesse de dérive peut être modifiée) :

- potentiel d'ionisation du mélange : $I \simeq 40$ eV
- vitesse de dérive dans le mélange : $V_D \simeq 1.1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$
- coefficient de diffusion du mélange : $\sigma \simeq 140 \mu\text{m} \cdot \sqrt{\text{cm}}$

La vitesse de dérive qui sera utilisée pour faire les simulations est de $1.1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, mais comme cette grandeur peut être ajustée assez simplement (en changeant la valeur du champ électrique de la TPC), il est intéressant de voir son influence sur l'efficacité.

Vitesse de dérive ($\text{mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$)	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.7	2.0
Efficacité 100 keV (%)	87.6	78.1	70.2	63.4	57.6	52.5	48.1
Efficacité 200 keV (%)	88.4	80.0	72.7	66.5	61.0	56.3	52.1

Tab. 14.1: Variations de l'efficacité avec la vitesse de dérive, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV.

Le tableau 14.1 et la figure 14.8 montrent les variations de l'efficacité avec la vitesse de dérive, pour des électrons de 100 ou 200 keV. L'efficacité, qui dépend de la longueur de dérive (voir la figure 14.12 à la fin de cette section), est ici une moyenne sur les longueurs de dérive distribuées de façon uniforme entre 1 et 9 m. Les autres grandeurs ont des valeurs "standard" expliquées dans cette section.

L'efficacité est inversement proportionnelle à la vitesse de dérive, car pour une même distribution spatiale, plus on diminue la vitesse et plus on augmente l'intervalle de temps d'arrivée entre deux électrons. Elle varie à peu près de façon exponentielle avec la vitesse de dérive, ce qui est une conséquence de la distribution exponentielle des intervalles de temps entre deux électrons arrivant sur une piste.

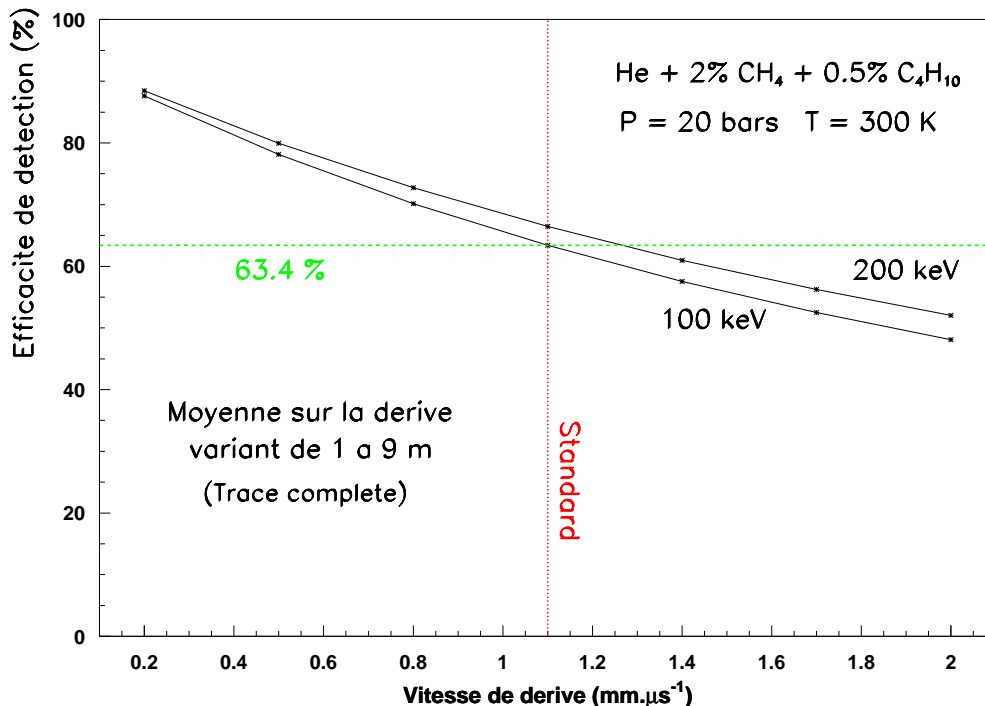


Fig. 14.8: Variation de l'efficacité avec la vitesse de dérive, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV. La ligne verticale en pointillés représente la vitesse de dérive de $1.1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ qui sera notre valeur standard.

La valeur de la vitesse de dérive sera probablement imposée par la durée des événements les plus énergétiques ($\sim 1 \text{ ms}$ à 800 keV pour une vitesse de $1.1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$), car la recombinaison ne semble pas être un réel problème grâce à l'utilisation de l'hélium. Au besoin, il sera donc possible d'améliorer cette efficacité en utilisant des mémoires plus grandes.

- Grandeur caractéristique de l'anode

Les chambres simulées sont munies de micropistes permettant la détection à deux dimensions. L'efficacité dépend de la distance entre ces micropistes, c'est à dire du pas de la chambre utilisée. Le tableau 14.2 et la figure 14.9 montrent les variations de l'efficacité avec le pas de la chambre, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV. L'efficacité est moyennée sur les distances de dérive, et les autres grandeurs ont les valeurs "standard".

On voit que l'efficacité reste à peu près constante pour des pas très faibles, inférieurs

à 100 μm . Si on augmente le pas de la chambre, l'efficacité diminue régulièrement jusqu'à un pas de l'ordre du millimètre, puis elle chute brusquement. Pour avoir la meilleure efficacité possible, l'idéal est de prendre le pas le plus petit possible. Mais, pour une taille de détecteur fixée, le nombre de pistes (et donc le coût du détecteur) est inversement proportionnel au pas. En prenant un pas de l'ordre du millimètre, on reste dans une zone d'efficacité suffisante ($\gtrsim 60\%$ à 100 keV), pour un coût acceptable. Les simulations suivantes seront faites avec un pas de 1.5 mm.

Pas (mm)	0.05	0.1	0.5	1	1.5	5	10	50
Efficacité 100 keV (%)	80.4	79.6	73.8	68.1	63.4	46.0	38.2	34.6
Efficacité 200 keV (%)	80.9	79.5	75.0	70.3	66.5	51.2	43.3	35.2

Tab. 14.2: Variation de l'efficacité avec le pas du détecteur, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV.

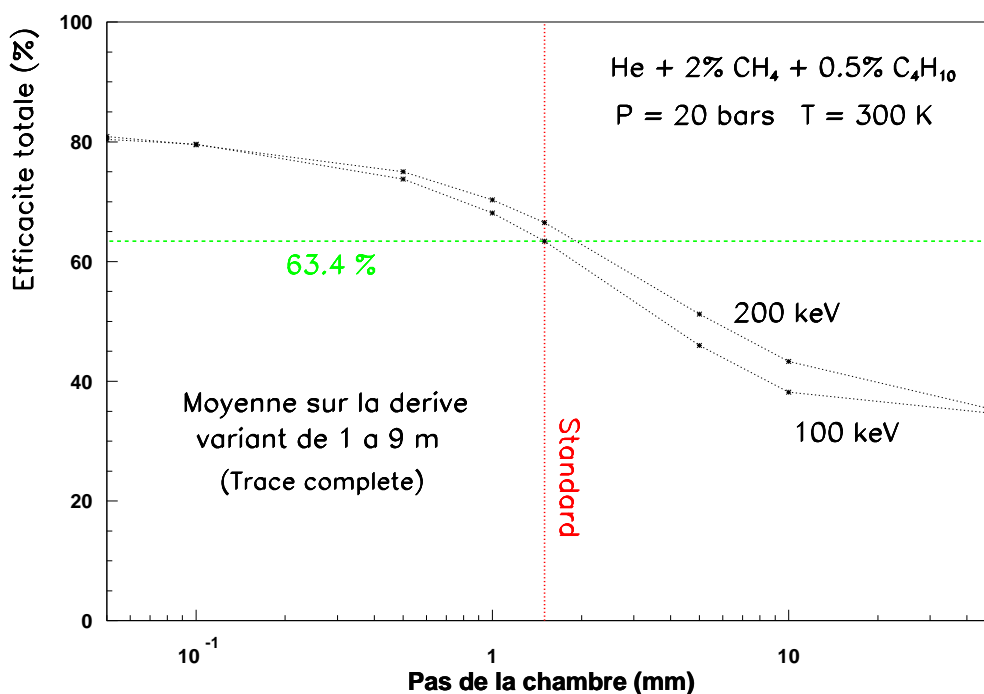


Fig. 14.9: Variation de l'efficacité avec le pas du détecteur, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV. La ligne verticale en pointillés montre le pas de 1.5 mm qui sera notre valeur standard.

- Grandeurs caractéristiques du signal

Les caractéristiques du signal qui arrive sur la chambre sont déterminées par les caractéristiques de la zone d'amplification du détecteur et par les constantes électroniques (capacité, résistance) associées à chaque micropiste (cf. partie 11.1). Dans cette simulation, on utilise un signal dont le maximum est à 3 ns du début, et dont l'amplitude maximale suit une distribution gaussienne. La valeur moyenne et le sigma de cette gaussienne ont été obtenues à partir de la distribution de photo-électron unique réalisée au laboratoire (Patzak, 1998).

- Grandeurs caractéristiques de l'électronique

Le seuil des discriminateurs est choisi en fonction du niveau de bruit électronique du montage, et à partir de la courbe de photo-électron unique. Cette source d'inefficacité, qui est indépendante des autres paramètres de l'expérience, n'est pas prise en compte dans la simulation.

Temps Mort (ns)	1	5	10	30	50	100
Efficacité 100 keV (%)	71.3	70.8	63.4	43.6	32.6	18.7
Efficacité 200 keV (%)	73.0	72.6	66.5	49.2	38.8	24.4

Tab. 14.3: Variation de l'efficacité avec le temps mort, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV.

Le tableau 14.3 et la figure 14.10 montrent les variations de l'efficacité avec le temps mort, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV, une distance de dérive variant de 1 à 9 m, les autres grandeurs ayant les valeurs "standard".

L'efficacité de détection baisse assez peu jusqu'à un temps mort de l'ordre de 10 ns, puis elle diminue plus fortement au-delà de cette valeur. Pour pouvoir détecter environ 2/3 des électrons, on prendra un discriminateur avec un temps de mise en forme d'environ 10 ns.

Pour illustrer les résultats de ce programme, la figure 14.11 montre un exemple de nuage créé par un électron de 200 keV, pour une distance de dérive de 4 m, avant et après passage dans le détecteur MICROMEGAS. L'axe Z correspond à l'axe de la TPC et Y est une des deux directions du détecteur MICROMEGAS. En comparant les deux nuages, on voit nettement l'effet du détecteur, qui discrétise la position des électrons d'ionisation. Dans cet exemple (dont le but est d'être illustratif mais qui n'est pas spécialement représentatif), 3133 électrons sont détectés, pour un nombre initial de 4545, ce qui correspond à environ 69 % d'efficacité.

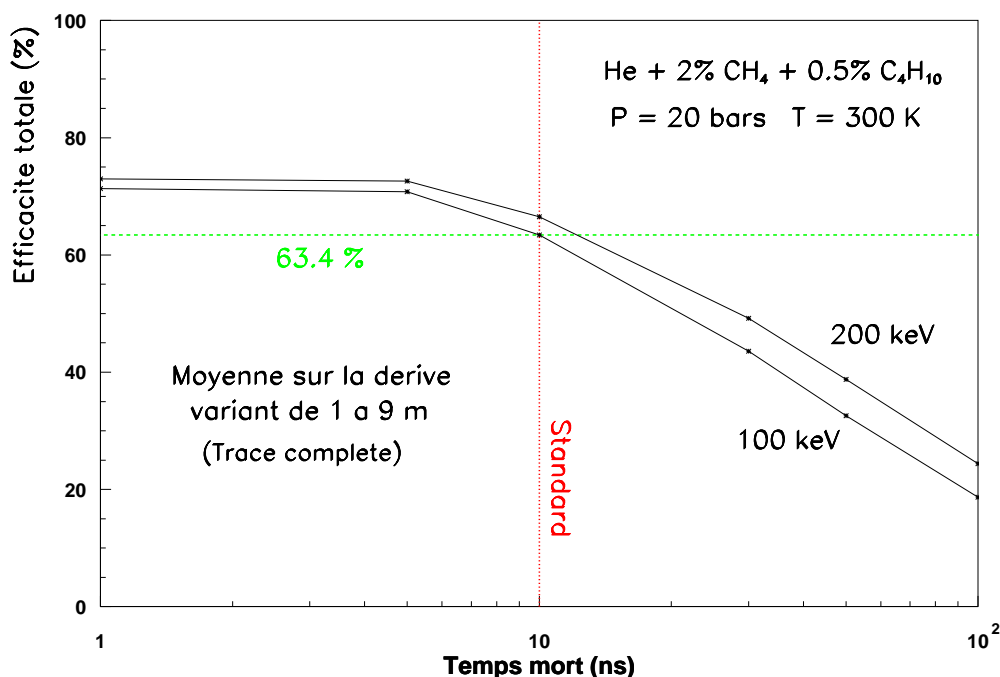


Fig. 14.10: Variation de l'efficacité avec le temps mort, pour un électron de recul de 100 ou 200 keV. La ligne verticale en pointillés représente le temps mort de 10 ns qui sera notre valeur standard.

14.4.2 Les paramètres variables

Lorsque le dispositif expérimental est fixé, l'efficacité de détection varie d'un événement à un autre, en fonction de la densité d'électrons du nuage d'ionisation. Cette densité est déterminée par l'énergie de la particule incidente (via la perte d'énergie) et par la distance de dérive (via la diffusion). La perte d'énergie est inversement proportionnelle à l'énergie de l'électron incident, donc l'efficacité de détection augmentera avec l'énergie de la particule. La dispersion des points du nuage augmente avec la longueur de dérive, donc l'efficacité augmentera elle aussi avec la longueur de dérive.

Du point de vue de la recherche de la direction initiale de l'électron de recul, ce qui nous intéresse le plus est d'avoir une bonne efficacité de détection dans les premiers centimètres de la trace. Le tableau 14.4 et la figure 14.12 montrent donc l'efficacité de détection des électrons situés dans les deux premiers centimètres de la trace uniquement. L'efficacité pour la trace complète est inférieure de 5 à 15 % à ces valeurs et est comprise entre 52.6 % (100 keV, 1 m) et 81.5 % (800 keV, 8 m).

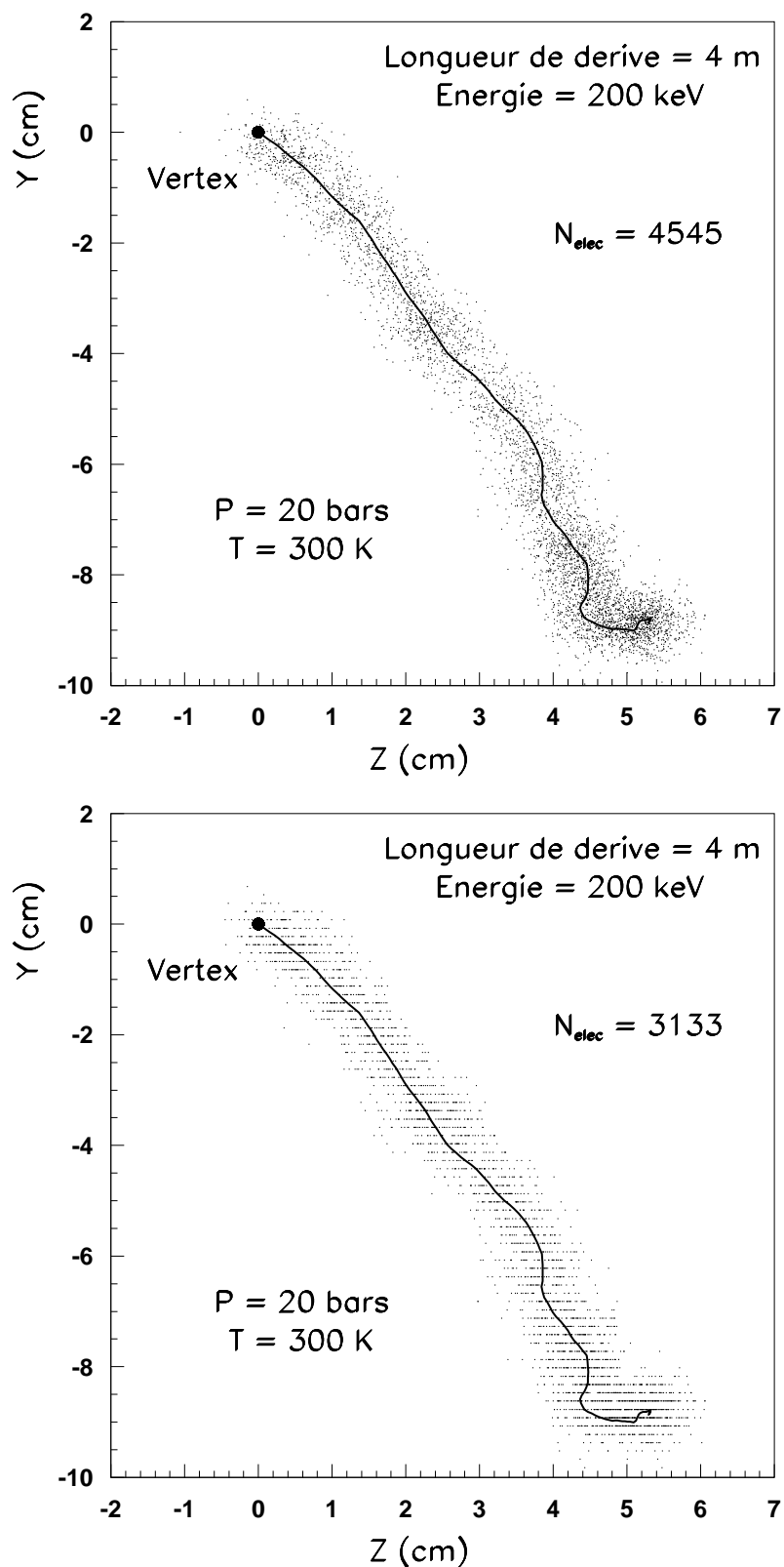


Fig. 14.11: Exemple de nuage d'électrons d'ionisation créé par un électron de recul de 200 keV et pour une dérive de 4 m (la position réelle du vertex dans la TPC est (0,0,400)). Les figures du haut et du bas montrent respectivement le nuage avant et après passage dans le détecteur.

Les simulations donnant ces valeurs ont été faites dans les conditions suivantes :

- mélange 97.5 % He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K
- temps mort = 10 ns
- fréquence d'horloge des TDC = 1 GHz
- pas du détecteur = 1.5 mm
- les signaux sont filtrés et ont un temps de montée de ~ 1 ns

À part dans le cas le plus difficile (trace d'électron de 100 keV ayant dérivé 1 m), cette configuration permet de détecter plus de 2/3 des électrons constituant les deux premiers centimètres de la trace.

Énergie (keV)	Efficacité (%)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	57.1	68.6	73.6
200	69.8	78.0	81.1
400	75.3	81.7	84.2
800	78.1	83.6	85.5

Tab. 14.4: **Efficacité de détection des électrons d'ionisation, en fonction de l'énergie initiale de l'électron de recul et de la distance de dérive, pour les électrons situés dans les deux premiers centimètres de la trace.**

Plus l'efficacité de détection des électrons est élevée et plus l'estimation de la direction de l'électron de recul est précise. Nous verrons à la fin de ce chapitre que l'efficacité obtenue, qui varie entre 57 et 90 %, permet de retrouver la direction de l'électron de recul jusqu'à une énergie aussi basse que 100 keV (même si à cette énergie, la situation devient très difficile pour les petites dérives), qui est le seuil que nous nous sommes fixé.

Il faudra attendre les premières détections de traces réelles pour savoir si cette simulation est optimiste ou pessimiste, et donc si on devra augmenter légèrement ce seuil de 100 keV ou si on pourra au contraire le descendre. En attendant les données expérimentales, cette simulation montre que, dans les conditions précédentes, le seuil de 100 keV est un objectif accessible.

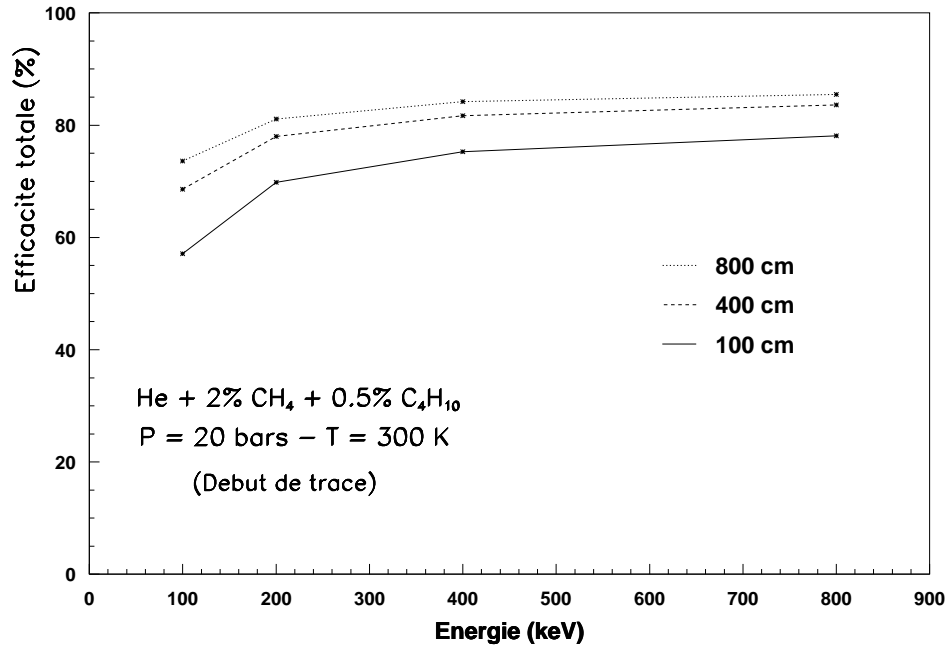


Fig. 14.12: Variations de l'efficacité avec l'énergie de l'électron de recul et la distance de dérive, pour les électrons situés dans les deux premiers centimètres de la trace.

15. DÉTERMINATION DE L'ÉNERGIE DE L'ÉLECTRON DE REcul

Il existe différentes façons de retrouver l'énergie déposée par l'électron de recul dans la TPC. Une première méthode consiste à utiliser le parcours de cet électron, qui est lié à son énergie via la formule de Bethe - Block. On peut aussi intégrer le signal multiple produit par les électrons d'ionisation lorsqu'ils arrivent sur la chambre MICROMÉGAS, pendant un temps suffisant pour contenir toute la trace. La troisième méthode consiste à compter directement le nombre d'électrons d'ionisation en comptant le nombre de signaux à la sortie de la MICROMÉGAS. Cette partie présente les prévisions sur la résolution en énergie obtenue avec chacune de ces méthodes.

15.1 LongueuR des traces

On peut en théorie estimer l'énergie initiale d'un électron de recul en mesurant la longueur de la trace d'ionisation qu'il génère (ce qui revient à intégrer la formule de Bethe - Block). Pour une énergie initiale donnée, le parcours ne sera pas toujours identique, à cause des fluctuations statistiques de la perte d'énergie, et notamment de l'apparition de rayons δ . En effet, ces électrons sont produits avec une énergie moyenne relativement faible ($\overline{E}_\delta \simeq 20$ keV), ils perdent donc leur énergie sur une faible distance ($\overline{R}_{\delta(20\text{ keV})} \simeq 3$ mm dans un mélange He + 0.5 % Isobutane à 20 bars et 300 K). Par comparaison, la distance parcourue par un électron d'énergie donnée pour perdre 20 keV est reportée dans le tableau 15.1.

Énergie (keV)	Distance (cm)
20	0.3
100	1.3
200	2.2
400	3.0
800	3.6

Tab. 15.1: Distance parcourue par un électron pour perdre 20 keV dans un mélange He + 2 % méthane + 0.5 % d'isobutane (20 bars, 300 K).

Ce tableau montre aussi l'importance du lieu de production du rayon δ dans la trace d'ionisation, c'est à dire de l'énergie de l'électron de recul au moment de la création du rayon δ . Par exemple, pour un électron de recul de 800 keV, le parcours est diminué de ~ 3.6 cm si un rayon δ de 20 keV est créé en début de trace, alors qu'il manque ~ 1.3 cm si l'électron n'a plus qu'une énergie de 100 keV au moment de la production du même δ .

Si on veut se servir de la longueur de la trace comme estimateur de l'énergie de l'électron de recul, il faut donc pouvoir compter le nombre de rayons δ et estimer l'énergie de l'électron de recul au moment de la production. Cela risque d'être très difficile à cause de la diffusion de la trace au cours de la dérive : avec un coefficient de diffusion $\sigma_{diff} \simeq 140 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-1/2}$, la diffusion est d'environ 2.8 mm (1σ) pour une dérive de 4 m. Les traces laissées par les rayons δ sont donc en grande partie masquées par la diffusion et seront difficiles à repérer.

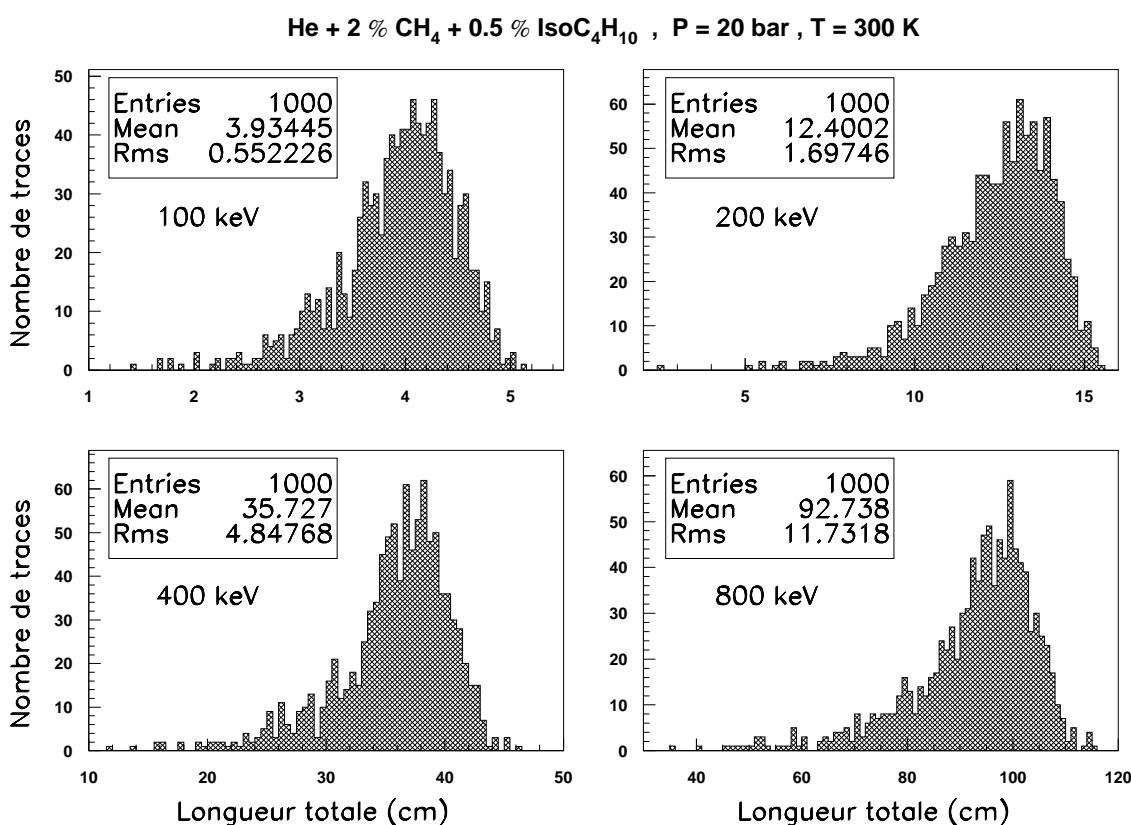


Fig. 15.1: Parcours d'électrons de recul de différentes énergies dans un mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane (20 bars, 300 K).

On peut voir sur la figure 15.1 les distributions des longueurs des traces faites par des électrons de recul de certaines énergies, dans un mélange He + 2 % mé-

thane + 0.5 % isobutane à 20 bars et 300 K. A partir des paramètres de ces distributions, on peut évaluer la résolution $\Delta R/R$ sur la longueur d'une trace en fonction de l'énergie (deuxième colonne du tableau 15.2).

Énergie (keV)	Résolutions avec δ		Résolutions sans δ	
	$\Delta R/R$ (%)	$\Delta E/E$ (%)	$\Delta R/R$ (%)	$\Delta E/E$ (%)
100	14.0	9.2	9.5	6.1
200	13.7	9.0	6.8	4.4
400	13.6	9.0	4.9	3.1
800	12.7	8.4	3.3	2.1

Tab. 15.2: Résolution sur l'énergie obtenue à partir du parcours d'un électron.

Pour trouver la résolution sur l'énergie de l'électron de recul, on suppose une relation entre l'énergie E et la longueur R d'une trace, de la forme $E=a \times R^b$, où $a \simeq 39.5$ et $b \simeq 0.66$ sont deux constantes déterminées à partir des distributions de la figure 15.1. La résolution en énergie (troisième colonne du tableau 15.2) est alors donnée par $\Delta E/E = b \times \Delta R/R$ (ceci n'est qu'une approximation car les distributions ne sont pas gaussiennes et sont asymétriques).

Pour évaluer la résolution accessible en supposant que l'effet des rayons δ est parfaitement maîtrisé, il suffit de refaire le même travail, mais en générant cette fois des traces où il n'y a pas de production de rayons δ (le bremsstrahlung a lui aussi été désactivé). Les deux dernières colonnes du tableau 15.2 montrent les résolutions obtenues sur la longueur et l'énergie dans ce cas idéal, avec les nouvelles valeurs $a \simeq 39.0$ et $b \simeq 0.64$.

En pratique, il est impossible de corriger totalement l'effet des rayons δ , donc la résolution expérimentale accessible avec cette méthode devrait se situer entre les valeurs reportées dans le tableau 15.2. En fait, comme les traces réelles ne sont pas droites, il faut les "déplier" pour mesurer leur longueur, ce qui entraîne une incertitude supplémentaire sur la valeur de R . Cette incertitude n'est pas évaluable, mais on peut penser qu'elle sera importante surtout à basse énergie où les traces sont très accidentées. La résolution finale avec cette méthode devrait donc être proche de celle donnée dans la deuxième colonne du tableau 15.2, et probablement un peu moins bonne à basse énergie.

15.2 Intégration du signal

15.2.1 But et méthode

Lorsque qu'un électron se déplace dans l'espace d'amplification, on détecte le signal qu'il produit sur les pistes de la chambre MICROMÉGAS (ce qui permet de connaître sa position). Il est aussi possible d'installer un ampli de charge ayant une constante de temps suffisante pour contenir toute une trace (avec une vitesse de dérive de $1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, l'intégration sur 1 ms correspond à 1000 mm, c'est à dire à une trace d'environ 800 keV). Si on intègre les signaux créés par tous les électrons d'une trace, on doit obtenir un signal proportionnel au nombre d'électrons d'ionisation.

En fait, le gain de la chambre n'est pas constant donc le signal produit par chaque électron d'ionisation est variable. Le but de cette simulation est de voir si, malgré les fluctuations du gain de la chambre, le signal intégré permet de retrouver l'énergie avec une précision suffisante pour les besoins de l'expérience.

Pour évaluer la résolution en énergie accessible, on simule le signal obtenu sur la grille pour 500 traces différentes ayant la même énergie initiale, et on calcule la variance de la distribution obtenue.

Cette simulation utilise la partie du programme de simulation de l'efficacité de détection permettant de lire une trace produite avec GÉANT, de créer les électrons d'ionisation et de générer la charge (correspondant au gain) produite par chaque électron.

15.2.2 Résolution théorique

La variation du signal obtenu sur la grille est une conséquence directe de la variation du gain lors de l'amplification. Connaissant la moyenne et la variance du gain, on peut estimer la moyenne et la variance du signal intégré en fonction du nombre d'électrons de la trace, donc en fonction de l'énergie initiale.

Si S est le signal intégré et G_i le gain atteint pour l'électron i , on a :

$$S = \sum_{i=1}^n G_i = n \times G \quad (15.1)$$

où n est le nombre d'électrons de la trace considérée et G est le gain moyen. On peut aussi obtenir une relation entre les variations du signal intégré et les variations du gain. Si on suppose que les gains des électrons ne sont pas corrélés, c'est à dire si on suppose que les avalanches se développent indépendamment les unes des autres, la

variance du signal σ_S^2 est alors la somme des variances du gain σ_G^2 :

$$\sigma_S^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_G^2 = n \times \sigma_G^2 \Rightarrow \sigma_S = \sqrt{n} \times \sigma_G \quad (15.2)$$

La résolution attendue pour le signal intégré est donc :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{n}} \times \frac{\sigma_G}{G} \quad \text{où } n \text{ est le nombre d'électrons de la trace.} \quad (15.3)$$

Pour les chambres utilisées, la moyenne et l'écart type du gain sont égaux, donc la formule 15.3 se réécrit simplement :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (15.4)$$

A partir de cette formule, on calcule la résolution sur l'énergie en fonction du nombre d'électrons de la trace, donc en fonction de l'énergie initiale de la trace. Si I_0 est le potentiel d'ionisation moyen du mélange gazeux, le nombre d'électrons d'ionisation créés par un électron d'énergie initiale E est $n = E/I_0$. Pour estimer la résolution en fonction de l'énergie de l'électron diffusé E en keV, on utilisera donc la formule :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \sqrt{\frac{I_0}{E}} \simeq \frac{0.2}{\sqrt{E(\text{keV})}} \quad (15.5)$$

où $I_0 = 40$ eV. On peut voir les prévisions en fonction de l'énergie dans le tableau 15.3.

Si le gain de la chambre varie différemment, c'est à dire si $\sigma_G \neq G$, on aura la résolution à partir de la formule :

$$\frac{\sigma_S}{S} \simeq \alpha \times \frac{0.2}{\sqrt{E(\text{keV})}} \quad (15.6)$$

où $\alpha = \sigma_G/G$ est la paramétrisation de la variation de gain d'une impulsion à l'autre. Il suffit donc de multiplier la résolution obtenue à partir de la formule 15.5 par la constante α pour trouver la nouvelle résolution sur l'énergie.

15.2.3 Résultats des simulations

On peut voir sur le tableau 15.3 les résultats de simulations faites pour des électrons de recul de différentes énergies.

On voit que les résultats de ces simulations sont en bon accord avec les prévisions théoriques. On peut encore réduire la différence entre la simulation et les prédictions

Énergie (keV)	Résolution sur l'énergie (%)	
	Théorique	Simulée
100	2.00 (2.02)	2.10
200	1.41 (1.43)	1.45
400	1.00 (1.01)	1.03
800	0.71 (0.72)	0.73

Tab. 15.3: **Résolution sur l'énergie pour la méthode d'intégration du signal avec $\sigma_G = G$ (valeur moyenne du gain égale à sa dispersion).**

théoriques en utilisant le nombre moyen d'électrons effectivement créés dans une trace en fonction de l'énergie. En effet, dans la simulation, toute l'énergie de l'électron primaire n'est pas utilisée pour produire des électrons d'ionisation (cet effet sera discuté dans la section 15.4). Ce manque d'électrons a pour effet de dégrader la résolution, en diminuant la statistique. On peut voir dans le tableau 15.3 les résultats obtenus en tenant compte de cet effet (valeurs théoriques entre parenthèses).

L'avantage de cette méthode est qu'elle est indépendante de l'efficacité de détection de la chambre MICROMEAS, tant que l'électronique ne sature pas. En utilisant des chambres à double étage, le signal intégré peut être obtenu sur la première électrode, avec un gain de 1000 dû au premier étage. En prenant un minimum de 600 électrons sur une électrode (cas d'une trace de 100 keV se répartissant sur 4 électrodes), on peut atteindre un bon rapport signal sur bruit, supérieur à 120 (pour un ampli ayant une constante de temps de 1 ms et un bruit de 5000 électrons). Ceci permettrait en plus d'avoir un trigger de premier niveau, qui serait plus difficile à réaliser avec une MICROMEAS classique.

15.3 Comptage direct des électrons

15.3.1 Méthode

Dès que l'électron de recul perd l'énergie I_0 nécessaire à l'ionisation d'un atome d'hélium (40 eV), un électron d'ionisation est créé. Donc l'énergie initiale de l'électron de recul E_{recul} est proportionnelle au nombre d'électrons d'ionisation d'une trace. Or on détecte chacun de ces électrons d'ionisation (à une certaine efficacité près). On retrouve donc l'énergie totale déposée en appliquant la formule :

$$E_{recul} = N_{elec} \times I_0 \quad (15.7)$$

où N_{elec} est le nombre d'électron d'ionisation détecté.

Il faut en fait corriger cette formule pour tenir compte de l'inefficacité de détection

du détecteur MICROMÉGAS. En effet, seule une fraction ϵ des électrons d'ionisations créés sera effectivement détectée (cf. section 14.4.2). On doit donc réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$E_{recul} = \epsilon N_{elec} \times I_0 = N_{mesure} \times I_0 \quad (15.8)$$

Le facteur ϵ devra aussi tenir compte du nombre d'électrons perdus pendant la dérive, par recombinaison avec des ions ou par attachement avec des éléments électronégatifs comme l'oxygène. L'hélium sera extrêmement purifié (liquéfié puis évaporé) pour réduire la radioactivité interne du détecteur, ce qui diminuera en même temps la concentration en éléments électronégatifs, donc la durée de vie des électrons ne devrait pas être un problème.

15.3.2 Résolution

A partir de l'équation précédente, on obtient l'expression suivante pour la résolution sur l'énergie :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon} \quad (15.9)$$

où σ_ϵ est l'incertitude sur l'efficacité de détection. Cette formule suppose que I_0 , l'énergie déposée pour créer une paire électron-ion, est la même pour les N_{elec} électrons. Ceci n'est pas tout à fait le cas, et cet effet sera discuté dans la section 15.4.

La valeur de σ_ϵ , qui dépend de l'énergie initiale de l'électron de recul et de la distance de dérive, peut être estimée à partir des résultats du programme de simulation de l'efficacité.

Énergie (keV)	Résolution sur l'énergie (%)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	9.0	4.5	2.8
200	7.4	4.0	2.9
400	5.7	3.3	2.4
800	5.2	2.5	1.8

Tab. 15.4: Résolution sur l'énergie mesurée par comptage des électrons.

Le tableau 15.4 montre la résolution que l'on peut obtenir sur l'énergie en utilisant la méthode de comptage des électrons, pour différentes énergies de l'électron de recul et pour trois longueurs de dérive ($L_{der} = 1, 4$ et 8 m).

15.4 Résultats sur la résolution en énergie de l'électron de recul

La première méthode consistant à utiliser la longueur des traces est manifestement moins précise que les deux autres méthodes. Elle peut tout de même apporter des renseignements intéressants sur la qualité d'une trace (notamment sur la présence de rayons δ dissimulés dans la trace principale) en comparant ses résultats avec ceux donnés par l'intégration du signal ou le comptage direct des électrons.

Si on compare les résultats obtenus avec les deux dernières méthodes (tableaux 15.3 et 15.4), on voit que l'intégration du signal devrait permettre d'atteindre une meilleure résolution sur l'énergie de l'électron de recul. Ceci est vrai si on suppose que $\alpha = 1$ dans la formule 15.6, c'est à dire si on suppose que lors de l'amplification, la valeur moyenne du gain est égale à sa dispersion.

De plus, ce résultat est obtenu par comparaison avec le cas le plus favorable de la méthode de comptage, c'est à dire en regardant uniquement la résolution obtenue pour une longueur de dérive de 8 m (dernière colonne du tableau 15.4). En fait, si on considère que les événements se produisent de façon équiprobable dans l'espace de dérive, la résolution obtenue avec cette méthode sera plutôt celle donnée par l'avant-dernière colonne. Donc même si la dispersion du gain est multipliée par deux, pour une même moyenne, l'intégration du signal donne encore de meilleurs résultats. La comparaison des résultats donnés par ces deux méthodes peut être tout de même très utile pour avoir une estimation de l'efficacité de détection d'une trace.

Les résolutions obtenus avec les simulations précédentes sont en fait surestimées, car elles supposent que le nombre d'électrons créés par une particule d'énergie donnée est constant. En fait, l'ionisation est un processus statistique, et deux électrons de même énergie ne produiront pas le même nombre d'électrons d'ionisation. L'effet de cette variation sur la résolution en énergie est donné par :

$$\frac{\sigma_n}{n} = \sqrt{\frac{FI_0}{E}} \simeq \sqrt{F} \times \frac{0.2}{\sqrt{E(keV)}} \quad (15.10)$$

où F est le facteur de Fano (Leo, 1987). Ce facteur, qui mesure l'écart des fluctuations observées à celles d'une statistique de Poisson¹, n'est pas connu pour le mélange gazeux que nous utilisons.

Comme la variation du nombre de paires créées et la variation du gain sont indépendantes, la résolution sur l'énergie est donnée par la somme quadratique des termes précédents :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 \quad (15.11)$$

¹ Cet écart montre que les paires électron-ion ne sont pas créées de manière indépendante.

A partir des formules 15.6 et 15.10, on obtient alors la résolution sur l'énergie :

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{0.2 \times \sqrt{\alpha + F}}{\sqrt{E(\text{keV})}} = \sqrt{\frac{C}{E}} \quad (15.12)$$

où $C = I_0 \times (\alpha + F)$ est une constante ne dépendant que du gaz utilisé.

A partir de cette formule, on peut évaluer la résolution sur l'énergie de l'électron de recul en prenant des valeurs typiques pour les paramètres α et F (Knoll, 1989) :

- $\alpha \simeq 1$ pour un champ électrique faible, caractérisé par une répartition des gains suivant une distribution exponentielle.
- $\alpha \simeq 0.4 - 0.7$ pour un champ électrique élevé, caractérisé par une répartition des gains suivant une distribution de Polya.
- $F \simeq 0.05 - 0.20$ pour un mélange de gaz.

Les gains que nous obtenons avec la chambre MICROMÉGAS, et à une pression de 20 bars, suivent une distribution exponentielle², donc on prendra $\alpha \simeq 1$.

Le facteur de Fano est inconnu pour le mélange gazeux utilisé, on choisit donc une valeur conservative $F = 0.25$. Il sera déterminé expérimentalement dès que des traces seront détectées.

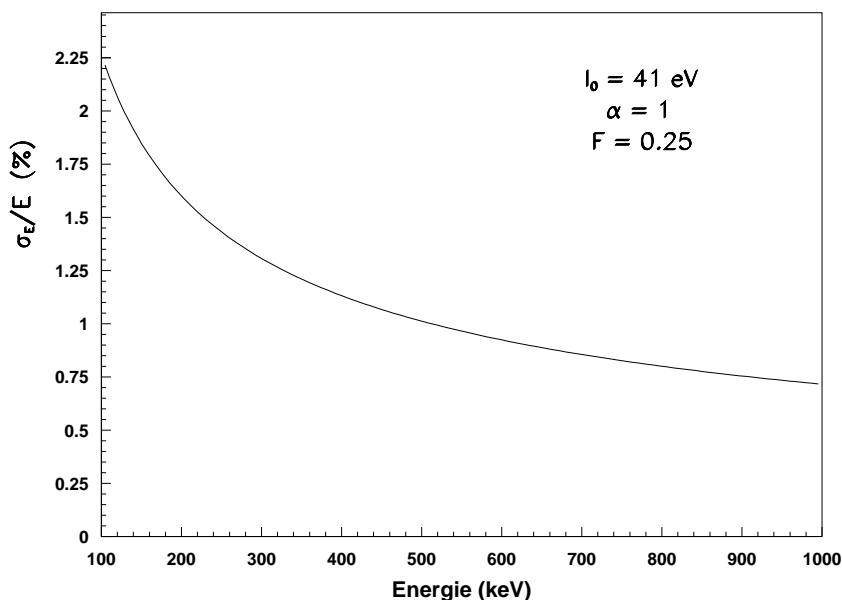


Fig. 15.2: Résolution sur l'énergie de l'électron de recul obtenue avec la méthode d'intégration du signal.

² A pression atmosphérique, on obtient une distribution de Polya.

La figure 15.2 montre la résolution obtenue en fonction de l'énergie de l'électron de recul, pour ces valeurs de F et α . Avec cette méthode d'intégration des signaux de tous les électrons de la trace d'ionisation, on peut donc atteindre une résolution sur l'énergie de l'électron légèrement supérieure à 2 % à 100 keV, et inférieure à 1 % à partir de 500 keV environ.

Un point positif de cette méthode est qu'elle ne dépend pas, en première approximation, de la longueur de dérive, même s'il faudra appliquer une correction de ce type pour tenir compte de la (faible) recombinaison d'une partie des électrons. Ce type d'effet dégradera la résolution en augmentant l'incertitude sur le nombre d'électrons d'ionisations.

16. DÉTERMINATION DE LA DIRECTION DE L'ÉLECTRON DE REcul

16.1 *But de la simulation*

Nous avons vu qu'un des points importants du projet HELLAZ est de retrouver la direction initiale de l'électron de recul, ce qui permet de retrouver l'énergie du neutrino incident. Comme le montrent les résultats du programme GÉANT, la trace d'ionisation faite par un électron de basse énergie est très accidentée, il sera donc malaisé de retrouver la direction de cet électron.

Le but de cette simulation est de mettre au point des algorithmes permettant de retrouver cette direction le plus précisément possible, et d'évaluer la précision obtenue en fonction de l'énergie de l'électron de recul et de la distance de dérive (ce qui sera utile pour la dernière simulation utilisée, présentée dans la partie suivante).

16.2 *Difficultés*

Avant d'expliquer la méthode choisie et les résultats qu'elle permet d'obtenir, nous allons voir quelles sont les principales difficultés à résoudre pour avoir un ajustement correct de la direction d'une trace.

16.2.1 *La diffusion*

Nous avons vu que les électrons d'ionisation de la trace diffusent lors de la dérive, la dispersion étant donnée par la relation $\sigma_{\text{diff}} = \sigma \times \sqrt{L_{\text{der}}}$ où L_{der} est la longueur de dérive en cm et $\sigma = 140 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-1/2}$ est une grandeur caractéristique du milieu traversé. Malgré ce processus de diffusion, on suppose que la direction initiale est préservée grâce à l'isotropie de la diffusion, c'est à dire qu'on suppose que les coefficients de diffusion transverse et longitudinal sont égaux (cf. partie 10). La mémoire de la direction initiale est donc conservée à travers le processus de diffusion, de nature purement statistique, et l'ajustement n'a de sens que si il est fait sur une longueur

minimale supérieure à l'ordre de grandeur de la diffusion, c'est à dire de quelques millimètres.

En fait, on ne peut faire un ajustement que sur une forme allongée ayant une direction privilégiée. Donc si la diffusion est caractérisée par la dispersion σ_{diff} des points, l'ajustement doit être fait sur une longueur sensiblement plus grande que cette valeur σ_{diff} (essayer de faire un ajustement sur une longueur inférieure à environ $5 \times \sigma_{\text{diff}}$ équivaut à essayer de trouver l'axe principal d'une forme sphérique...). Cela signifie que la longueur d'ajustement dépend de la longueur de dérive de la trace, et doit faire de ~ 1 à 2 cm au minimum.

16.2.2 La déviation

Nous avons vu dans la partie 13.2 que la déviation moyenne d'un électron augmente avec l'épaisseur de milieu traversé. Comme l'ajustement est plus précis pour une déviation minimale, cela suppose de choisir la longueur la plus petite possible, fixée par la diffusion du nuage, pour faire l'ajustement.

Mais l'énergie de l'électron de recul est elle aussi déterminante pour optimiser cette longueur, à cause de la sinuosité des traces qui dépend de l'énergie. En effet, comme on l'a vu dans la partie 13.2, la déviation d'un électron est inversement proportionnelle à son énergie. Cela signifie que plus l'énergie de l'électron est élevée et plus on peut se permettre de prendre une grande longueur d'ajustement, la trace restant relativement droite.

La longueur de trace utilisée pour faire l'ajustement vient donc d'un compromis à faire entre une valeur suffisamment grande pour respecter la contrainte de la diffusion et une valeur suffisamment petite pour que la trace reste relativement droite.

Il apparaît clairement qu'un bon compromis est plus facilement réalisable pour une faible distance de dérive, qui relâche la contrainte sur la distance minimale de l'ajustement. Les traces d'électrons les plus énergétiques sont elles-aussi plus faciles à ajuster, en relâchant cette fois la contrainte imposée par la distance maximale de l'ajustement. La situation est par contre très difficile pour les traces de basse énergie ayant une grande distance de dérive, les deux contraintes n'étant pas forcément compatibles...

Le tableau 16.1 montre ces contraintes en fonction de l'énergie et de la longueur de dérive. Le tableau (a) donne la distance à partir de laquelle la déviation moyenne est de 10° environ, en fonction de l'énergie de l'électron de recul. Le tableau (b) montre la longueur correspondant à 5 fois la dispersion des électrons due à la diffusion, en fonction de la longueur de dérive (avec le coefficient de diffusion $\sigma = 140 \mu\text{m.cm}^{-1/2}$).

D'un point de vue qualitatif, ces tableaux permettent de comprendre la relative

facilité d'ajuster des traces de 400 keV ou plus, car même pour les grandes longueurs de dérive, $L_{5\sigma}$ reste inférieure à $L_{\bar{\theta}\approx 10^\circ}$, c'est à dire que la trace n'a en moyenne pas encore déviée de 10° sur la longueur de l'ajustement. On peut donc choisir une longueur d'ajustement telle que $L_{5\sigma} \leq L_{\text{ajust}} \leq L_{\bar{\theta}\approx 10^\circ}$. Pour les traces d'électrons de 100 keV, cette liberté n'existe pas, et on ne peut satisfaire au mieux qu'une seule de ces contraintes, ce qui dégrade bien sûr la qualité de l'ajustement.

Énergie (keV)	$L_{\bar{\theta}\approx 10^\circ}$ (cm)
100	0.4
200	1.5
400	3.0
800	6.0

(a) Déviation

Dérive (cm)	$L_{5\sigma} = 5\sigma\sqrt{L_{\text{der}}}$ (cm)
100	0.7
200	1.0
400	1.4
800	2.0

(b) Diffusion

Tab. 16.1: Les contraintes sur la longueur d'ajustement, en fonction de l'énergie de l'électron de recul et de la distance de dérive L_{der} .

(a) donne le parcours au bout duquel un électron est dévié de 10° en moyenne en fonction de son énergie.

(b) donne la longueur minimal que doit avoir l'ajustement en fonction de la distance de dérive.

16.3 Méthode

Nous allons maintenant voir la structure générale du programme utilisé pour estimer la direction de l'électron de recul (le détail des différentes étapes est présenté dans l'annexe G). La figure 16.1 montre un schéma simplifié de l'algorithme du programme de reconstruction.

La première étape (1^{ère} réduction du nuage et approximation du vertex) consiste à ne garder que le début de la trace, qui est bien sûr la partie qui nous intéresse pour la reconstruction. Cette étape permet aussi d'enlever des points aberrants du nuage, qui correspondent aux *fakes* créés par le programme d'efficacité (dans la réalité, cela devrait aussi permettre d'enlever de faux électrons dus au bruit de l'électronique). Après cette étape, un pointeur définit l'électron qui est le plus proche du vertex (supposé), et le nuage ne comporte plus environ qu'un millier d'électrons.

La recherche de la direction ne commence réellement qu'à partir de ce nuage réduit, par un processus itératif basé sur la réduction de la longueur d'ajustement.

La première phase est un ajustement qui permet d'obtenir la direction principale du nuage. C'est cette direction qui est notre approximation de la direction recher-

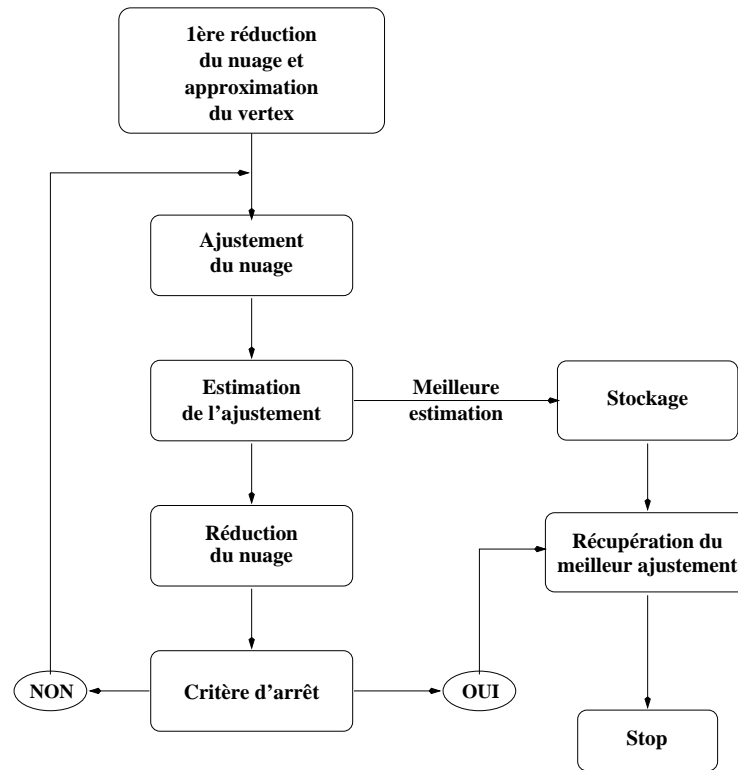


Fig. 16.1: Algorithme du programme de reconstruction de la direction.

chée. Les différentes méthodes utilisées pour faire cet ajustement sont décrites dans l'annexe G.

À partir de cette direction, on calcule un estimateur qui donne la qualité de l'ajustement. Si l'estimation est meilleure que lors des ajustements précédents, on mémorise alors les grandeurs utiles (direction, valeur de l'estimateur). Nous verrons que cet estimateur ne permet malheureusement pas de connaître la qualité absolue de l'ajustement. Son but est uniquement de sélectionner le meilleur ajustement obtenu au cours des itérations, pour une trace donnée.

La dernière étape de ce processus est la réduction du nuage, qui enlève une partie des points situés à la fin de la trace (c'est à dire du côté opposé à notre estimation du vertex). Là encore, il y a plusieurs façons de procéder, qui sont expliquées dans l'annexe G. Cette étape permet aussi d'enlever des points jugés trop éloignés de la direction principale (c'est à dire à plus de $3\sigma_{\text{diff}}$).

Si après cette étape aucun critère d'arrêt n'est atteint, on reprend le processus à la phase d'ajustement. Dans le cas contraire, on récupère les données mémorisées, qui correspondent à notre estimation de la direction de l'électron de recul. Les critères

d'arrêt sont basés sur une longueur et un nombre de points minimaux pour faire l'ajustement.

16.4 Résultats des simulations

Les sections suivantes montrent les résolutions que l'on obtient sur la position du vertex et sur la direction, en fonction du type de chambre utilisée pour détecter les électrons d'ionisation. Les chambres rapides (MICROMÉGAS) sont simulées avec un temps mort de 10 ns et une fréquence d'horloge de 1 GHz, et les chambres classiques du type chambres à fils avec un temps mort de 100 ns et une fréquence d'horloge de 100 MHz (correspondant à 10 ns).

Les simulations sont faites pour un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à une pression de 10 bars ou pour un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à une pression de 20 bars (uniquement pour les chambres rapides). La proportion de quencher est doublée lorsqu'on diminue la pression de moitié, car il est nécessaire de garder la même quantité de quencher. Pour ces simulations, on suppose que les chambres lentes ont un gain suffisant pour détecter un électron unique.

16.4.1 Détermination de la position du vertex

Il y a deux notions de "vertex" pour la reconstruction de la direction. D'abord, il faut trouver le début de la trace, par rapport à la fin de la trace. Ce "vertex" est un petit volume, après diffusion, qu'on appellera par la suite "début de trace". Puis, il y a le vertex, qui représente le point origine de la trace, et pour qui on gardera l'appellation vertex. Dans la méthode d'ajustement par une courbe en puissance 3/2 (cf. annexe G), on a besoin du début de la trace et du vertex. Par contre, lorsqu'on utilise l'ajustement linéaire (ce qui est notre cas, cf. annexe G), on a uniquement besoin du début de trace.

En ce qui concerne le vertex, il y a là encore deux notions : on fait référence soit à la position absolue dans la TPC, soit à la position relative dans le nuage. La position absolue du vertex est le lieu précis de l'interaction dans la TPC, c'est ce qu'on appelle distance de dérive. Comme le début d'un événement n'est fixé que par l'arrivée du premier électron d'ionisation sur la MICROMEGAS, et que nous n'avons aucune connaissance *a priori* sur la distance parcourue par cet électron avant d'être détecté, cette position absolue doit être déduite des caractéristiques du nuage.

Cette partie traite de la détermination de la position relative du vertex, qui est directement utile à l'estimation de la direction. Les incertitudes données par la suite ne tiennent pas compte de l'erreur sur la position absolue (qui sera discutée dans la

section 16.4.3 à la fin de cette partie).

Les causes d'incertitude sur la position du vertex sont de deux types. Il peut s'agir soit de fluctuations statistiques, soit d'événements atypiques (trace repliées, rayon δ près du vertex). Nous allons voir séparément ces deux types d'erreurs, pour des chambres rapides fonctionnant à 10 ou 20 bars.

• Les fluctuations statistiques

L'erreur moyenne faite sur la position du vertex est reportée dans les colonnes 2, 4 et 6 des tableaux 16.2 et 16.3. Cette erreur ne tient pas compte de l'estimation de la distance de dérive, et la moyenne ne tient pas compte des erreurs supérieures à 1 cm (qui correspondent aux erreurs accidentelles des événements atypiques où le début de trace n'est pas identifié). Les incertitudes sont reportées en fonction de l'énergie de l'électron de recul et de la longueur de dérive.

Énergie (keV)	Erreurs (mm) et Pertes (%)					
	$L_{der} = 1$ m		$L_{der} = 4$ m		$L_{der} = 8$ m	
100	1.3	2.0	2.0	3.4	2.6	3.6
200	1.6	2.6	1.7	3.2	2.3	3.0
400	2.0	4.8	1.9	3.4	2.1	3.2
800	2.4	7.0	2.3	3.5	2.1	7.0

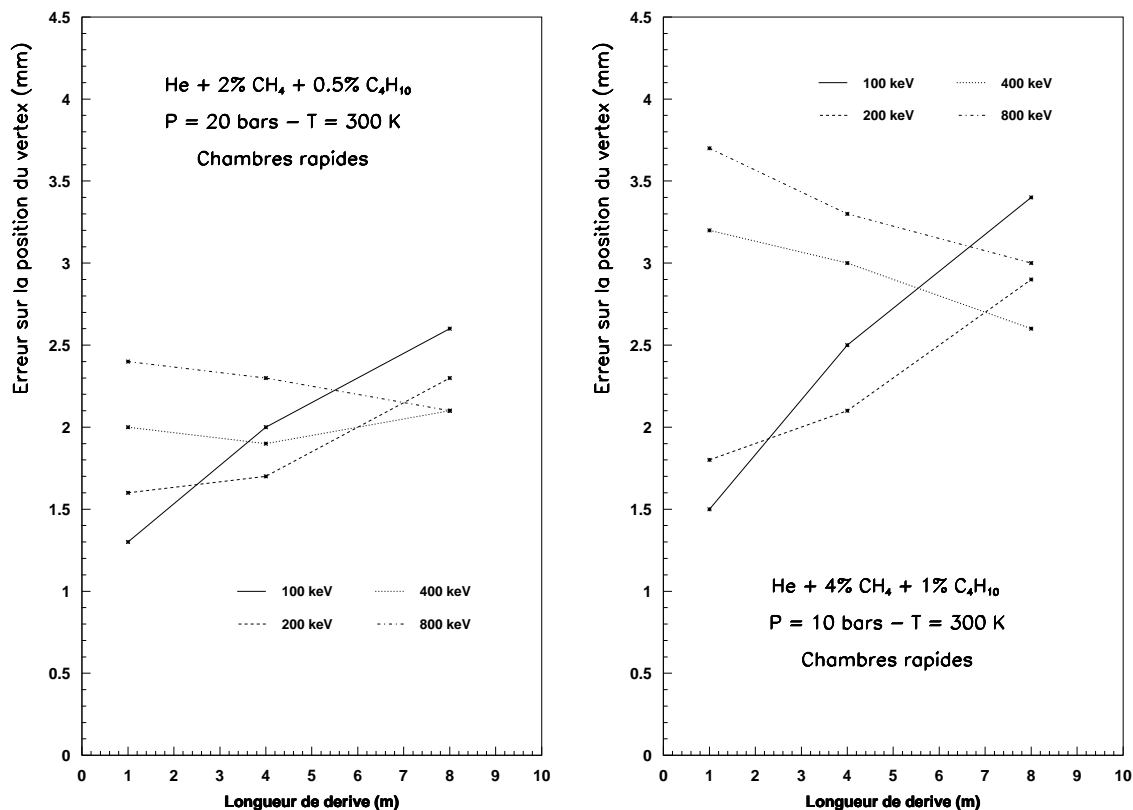
Tab. 16.2: Détermination de la position du vertex en utilisant des chambres rapides et un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K. Le tableau reporte l'erreur faite sur la position du vertex (en mm), ainsi que la fraction des traces (en %) pour laquelle la détermination est impossible, en fonction de l'énergie et de la distance de dérive.

Énergie (keV)	Erreurs (mm) et Pertes (%)					
	$L_{der} = 1$ m		$L_{der} = 4$ m		$L_{der} = 8$ m	
100	1.5	3.2	2.5	4.6	3.4	5.6
200	1.8	2.6	2.1	3.0	2.9	4.6
400	3.2	6.2	3.0	5.0	2.6	4.8
800	3.7	22.0	3.3	8.0	3.0	9.0

Tab. 16.3: Détermination de la position du vertex en utilisant des chambres rapides et un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars et 300 K (voir le tableau 16.2 pour une explication du contenu).

Le tableau 16.2 et la figure 16.2(a) montre les résolutions obtenues en utilisant un détecteur rapide fonctionnant à 20 bars (configuration prévue pour HELLAZ).

Dans ces conditions, la position du vertex est déterminée avec une bonne précision, comprise entre 1.3 et 2.6 mm, quelle que soit l'énergie et la dérive.



(a) He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars

(b) He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars

Fig. 16.2: Erreur faite lors de la détermination de la position du vertex en utilisant des chambres rapides.

Pour les traces de basse énergie (100 et 200 keV), l'erreur augmente avec la dérive, à cause de la plus grande dispersion des points. Cet effet attendu disparaît pour les traces de plus grande énergie. On s'attend aussi à ce que l'incertitude augmente avec l'énergie, à cause de la baisse du nombre de points utiles pour déterminer la position du vertex (due à la diminution de la perte d'énergie par unité de longueur), ce qui est vérifié pour une dérive de 1 m. Ceci n'est plus vérifié pour les plus grandes distances de dérive (la situation semble même s'inverser comme on le voit sur la figure 16.2(a)). Cet effet est probablement dû à une prise en compte non optimum de l'énergie dans l'algorithme évaluant la position longitudinale du vertex.

Lorsqu'on diminue la pression, en travaillant avec des chambres rapides (tableau 16.3 et figure 16.2(b)), l'incertitude augmente légèrement à basse énergie (~15 à 30 %

à 100 et 200 keV, en fonction de la dérive), et plus sensiblement à plus haute énergie (~ 40 à 60 %). Cette dégradation est due à l'augmentation du coefficient de diffusion (lorsque la pression est divisée par 2, il est multiplié par $\sqrt{2}$). Les électrons du nuage sont plus dispersés, et l'évaluation de la position du vertex devient plus difficile. Il faut aussi préciser que les algorithmes ont été mis au point pour les conditions standard, et qu'ils n'ont pas été modifiés pour les autres types d'études, ce qui explique probablement la plus grande disparité des points obtenus.

- Les événements atypiques

En fait, les erreurs de nature statistique sur la position du vertex, ne sont pas très gênantes pour estimer la direction d'une trace *par ajustement linéaire*. Par contre, les erreurs provoquées par des accidents (rayons δ ou traces repliées) ont des conséquences plus importantes, car on ne sait pas retrouver le début de la trace, et la direction estimée n'est alors pas représentative de la direction initiale de l'électron de recul.

Cette perte doit bien sûr être réduite au maximum, pour minimiser les erreurs systématiques et statistiques de l'expérience. Le pourcentage des traces qui ont été rejetées à cause de ces erreurs accidentelles est reporté dans les colonnes 3,5 et 7 des tableaux 16.2 et 16.3. Il faut noter que l'algorithme ne permet pas encore d'identifier ce type de traces, et ces rejets ont été fait en dehors du programme, sur des critères qui ne seront pas accessibles expérimentalement.

Pour les chambres rapides fonctionnant à 20 bars (tableau 16.2 et figure 16.3(a)), ces pertes sont assez faibles à basse énergie (de 2.0 à 3.6 % à 100 et 200 keV) puis augmentent avec l'énergie. Cet accroissement du nombre de traces rejetées avec l'énergie est dû aux rayons δ , qui perturbent l'algorithme de recherche du vertex en produisant des zones de forte densité très localisées. Une partie de ces pertes pourra être récupérée en améliorant encore cet algorithme. Les points obtenus à 800 keV sont moins significatifs qu'aux autres énergies, car ils ont été obtenus à partir de 200 traces, les autres étant obtenus avec 500 traces. Cette différence s'explique uniquement par des difficultés informatiques de stockage des traces (les fichiers de traces de 800 keV nécessitent une très grande place mémoire à cause de leur grand nombre de points).

Pour les mêmes chambres fonctionnant à 10 bars (tableau 16.3 et figure 16.3(b)), les pertes augmentent sensiblement, mais restent inférieures ou de l'ordre de 5 % pour des énergies inférieures à 400 keV. La perte de 15 % à 800 keV et 1 m est due au non-confinement des traces, qui sont suffisamment longues pour traverser la chambre de détection (à 10 bars, les traces de 800 keV font 170 cm en moyenne).

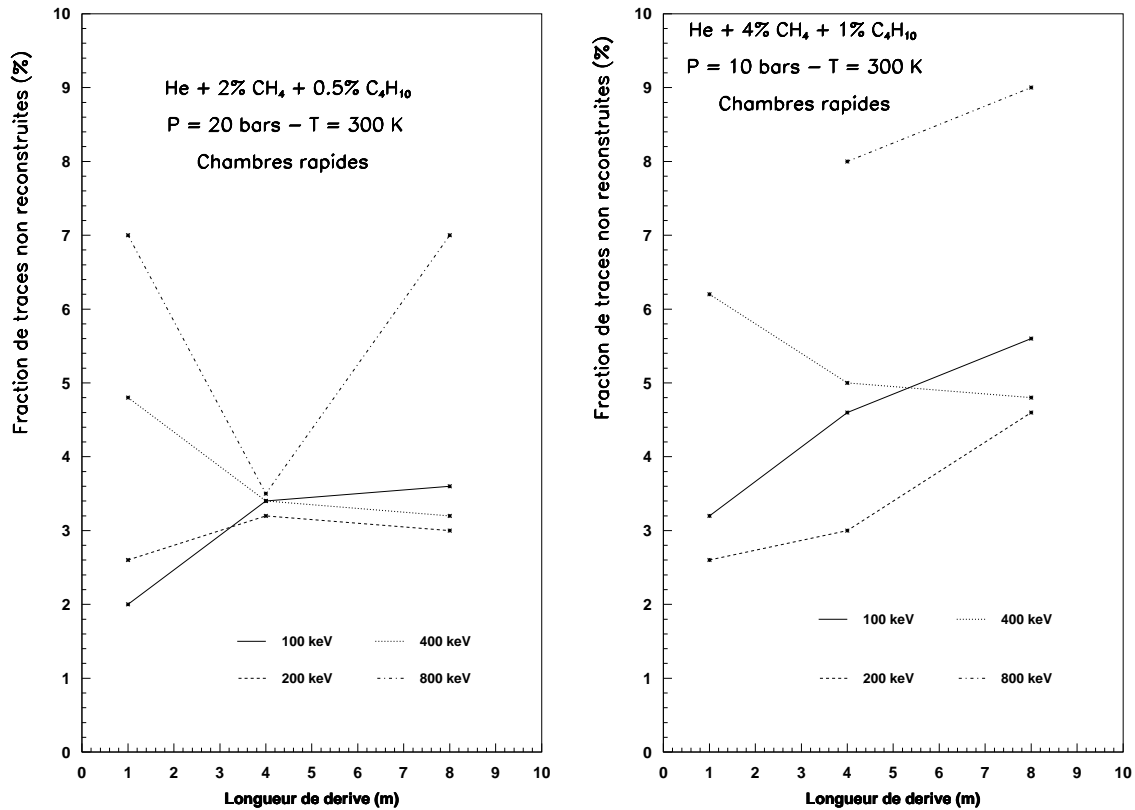
(a) He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars(b) He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars

Fig. 16.3: Proportion de traces non reconstruites par le programme de recherche de la direction, en fonction de l'énergie et de la distance de dérive.

16.4.2 Erreur sur la direction estimée

Cette donnée est primordiale pour le problème qui nous intéresse, car elle va déterminer directement la précision accessible sur l'énergie des neutrinos. Les tableaux 16.5 et 16.6 et les figures 16.4 et 16.5 montrent les résultats obtenus en fonction de l'énergie de l'électron de recul et de la distance de dérive, pour les deux mélanges à 10 et 20 bars.

Avec un détecteur rapide fonctionnant à 20 bars (tableau 16.5 et figure 16.4), la résolution obtenue pour des traces de 100 keV est assez faible, allant de 19° pour une dérive de 1 m à presque 29° pour une dérive de 8 m. Elle s'améliore très rapidement lorsque l'énergie augmente, surtout pour les grandes distances de dérive. Cet effet est dû au compromis à effectuer sur la longueur d'ajustement, ce qu'on peut voir en comparant les tableaux 16.1 et 16.4.

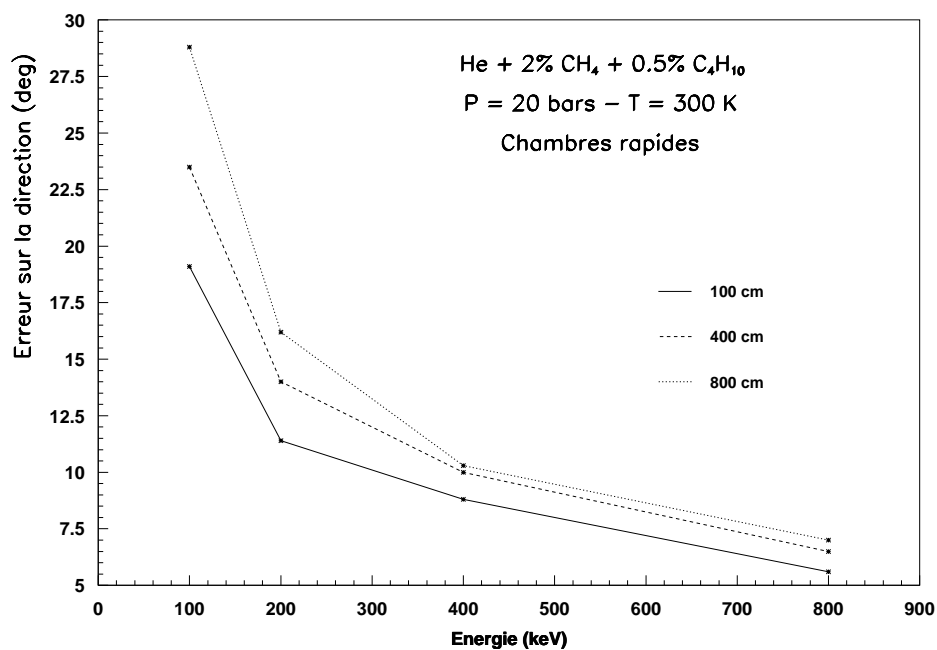


Fig. 16.4: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides fonctionnant à 20 bars, en fonction de l'énergie et de la distance de dérive.

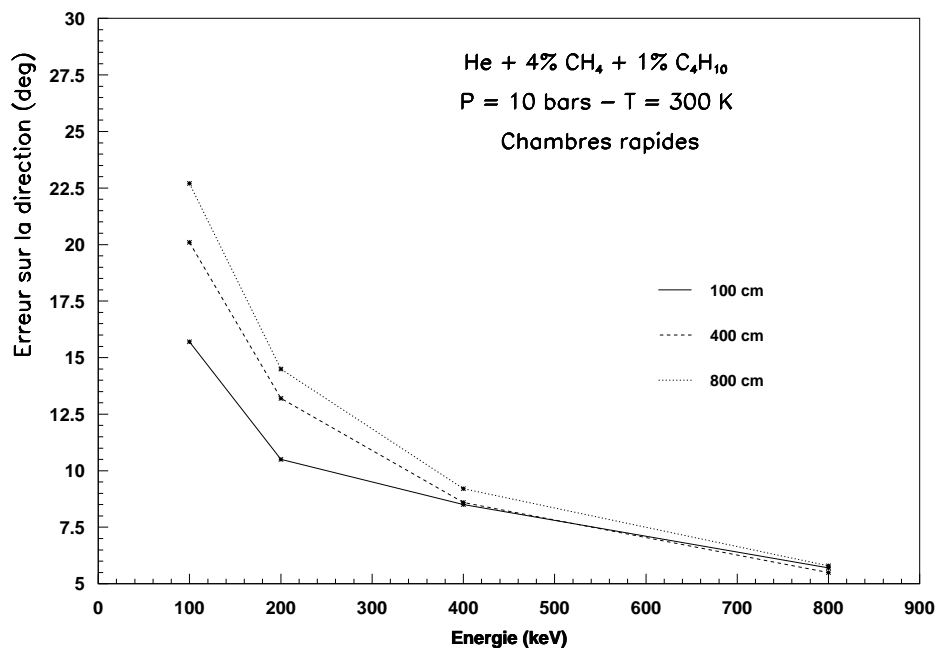


Fig. 16.5: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides fonctionnant à 10 bars, en fonction de l'énergie et de la distance de dérive.

Énergie (keV)	Longueur moyenne d'ajustement (cm)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	0.9	1.0	1.2
200	1.4	1.5	1.6
400	2.2	2.3	2.4
800	3.0	3.3	3.3

Tab. 16.4: Longueur moyenne de l'ajustement sélectionnée par l'algorithme de recherche de la direction, en fonction de l'énergie et de la longueur de dérive des traces, pour des chambres rapides et un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K.

Énergie (keV)	Erreur sur la direction (°)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	19.1	23.5	28.8
200	11.4	14.0	16.2
400	8.8	10.0	10.3
800	5.6	6.5	7.0

Tab. 16.5: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides et un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K.

Plus la distance de dérive augmente, plus l'algorithme sélectionne une grande longueur d'ajustement pour respecter la contrainte $L_{5\sigma}$. Ceci n'est pas gênant pour les grandes énergies, car on reste nettement en dessous de la valeur $L_{\bar{\theta} \simeq 10^\circ}$ du tableau 16.1, tout en respectant la contrainte $L_{5\sigma}$. Par contre, à basse énergie, cette augmentation de la longueur d'ajustement devient critique, car on dépasse largement la longueur $L_{\bar{\theta} \simeq 10^\circ}$ (à 100 keV, $L_{\bar{\theta} \simeq 10^\circ} = 0.4$ cm alors que l'ajustement est fait sur environ 1 cm).

Lorsqu'on diminue la pression, la déviation devient plus faible grâce à la diminution de la densité du mélange, et ce malgré l'augmentation de la proportion de quencher (à 100 keV, la déviation moyenne de 10° est obtenue après un parcours ~ 0.7 cm). Par contre, cette diminution de pression augmente la valeur du coefficient de diffusion, et donc augmente la dispersion des points du nuage pour une même distance de dérive.

L'effet de la baisse de pression est globalement bénéfique, comme le montrent les résultats du tableau 16.6 et de la figure 16.5. Cet effet se fait surtout sentir à basse énergie et pour les grandes longueurs de dérive (presque 6° de mieux à 100 keV et 8 m), car on peut atteindre un compromis sur la longueur d'ajustement qui était impossible à 20 bars. Dans les cas moins difficiles, cette baisse de pression permet d'améliorer la précision d'environ 1°.

Énergie (keV)	Erreur sur la direction (°)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	15.7	20.1	22.7
200	10.5	13.2	14.5
400	8.5	8.6	9.2
800	5.7	5.5	5.8

Tab. 16.6: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides et un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars et 300 K.

16.4.3 Estimation de la longueur de dérive

Le tableau 16.7 montre l'estimation obtenue sur la longueur de dérive des traces, déduite de la dispersion transverse des points du nuage, pour des chambres rapides et un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K. Cette grandeur est utile pour connaître la position exacte du vertex dans la TPC, et son incertitude déterminera l'erreur systématique sur la définition du volume fiduciel de l'expérience.

Ces valeurs sont sous-estimées, à cause de la méthode utilisée pour calculer le sigma transverse, mais ce biais peut être corrigé aisément (soit directement dans l'algorithme, soit par une calibration). Les incertitudes relatives sont plus fortes à basse énergie et faible dérive, allant de 7.0 à 9.4 % à 100 keV et de 6.2 à 9.4 % pour une dérive de 1 m.

Énergie (keV)	Estimation de L_{der} (m) et erreurs (1σ)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	1.00 ± 0.09	3.94 ± 0.37	8.03 ± 0.56
200	0.99 ± 0.09	3.77 ± 0.27	7.50 ± 0.53
400	1.00 ± 0.07	3.79 ± 0.23	7.48 ± 0.46
800	0.99 ± 0.06	3.79 ± 0.20	7.57 ± 0.44

Tab. 16.7: Estimation de la longueur de dérive, en fonction de l'énergie et de la longueur de dérive des traces, pour des chambres rapides et un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K.

L'estimation de cette grandeur n'a pas été optimisée dans l'algorithme et ces résultats devraient être sensiblement améliorés, ce qui minimisera l'erreur systématique sur la définition du volume fiduciel de l'expérience.

16.4.4 Test avec de l'hélium pur

Les résultats que donnent cet algorithme pour de l'hélium pur permettent de montrer l'influence du quencher. Pour n'être sensible qu'à l'effet du quencher, les simulations ont été faites à une densité constante. Le mélange à 20 bars est remplacé par de l'hélium pur à 22.6 bars ($\rho = 3.6 \times 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), et celui à 10 bars est remplacé par de l'hélium pur à 12.6 bars ($\rho = 2.0 \times 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$). Les tableaux 16.8 et 16.9 sont à comparer aux tableaux 16.5 et 16.6.

Dans ces conditions, la précision sur la direction estimée s'améliore très nettement, car la diffusion multiple est moins importante dans l'hélium pur que dans le mélange ternaire (cf. fig. 13.1). L'effet est plus important à basse énergie, avec une amélioration de 4.2 à 6.4° à 20 bars, et de 3.3 à 5.5° à 10 bars. Pour les traces de 800 keV, la précision s'améliore de 1 à 2° .

Bien qu'étant plus faible en valeur absolue, cette amélioration est néanmoins importante, à cause de la cinématique de la diffusion (comme on le voit sur la figure 10.6, pour une erreur identique sur la direction de l'électron, l'incertitude sur l'énergie du neutrino est plus grande pour un électron de plus haute énergie).

Ces résultats montrent qu'il faudra faire des études avec les MICROMEGAS à double étage, pour diminuer le plus possible la quantité de quencher introduite dans la TPC (tout en conservant bien sûr un gain suffisant pour détecter l'électron unique).

16.4.5 Les chambres classiques

• Résultats obtenus en supposant que le gain permette de détecter l'électron unique

Le tableau 16.10 et la figure 16.8(a) montrent la résolution obtenue sur la position du vertex et la proportion de traces rejetées, lorsqu'on utilise des chambres lentes ($P = 10$ bars). Cette configuration dégrade les résultats obtenus avec les chambres rapides à 10 bars, à cause de la baisse d'efficacité de détection des électrons (on a donc moins de points pour déterminer la position du vertex).

Avec ces chambres, on perd de 5 à 10 % des traces de basse énergie (100 à 400 keV, cf. fig. 16.8(b)). Pour les traces de 800 keV, les résultats sont équivalents à ceux obtenus à 20 bars, avec des chambres rapides (mis à part le problème de confinement). L'utilisation des chambres lentes semble donc moins satisfaisante, car on doit surtout éviter de diminuer le nombre d'événements de basse énergie.

Avec ces chambres, et pour les grandes distances de dérive, la baisse de pression permet d'obtenir des résultats meilleurs que ceux obtenus avec les chambres rapides à 20 bars. Ceci est dû à la diffusion multiple, qui est moins importante à 10 bars, et à

Énergie (keV)	Erreur sur la direction (°)		
	$L_{der} = 1 \text{ m}$	$L_{der} = 4 \text{ m}$	$L_{der} = 8 \text{ m}$
100	13.5	19.3	22.4
800	4.5	4.8	5.3

Tab. 16.8: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides fonctionnant avec de l'hélium pur, à une densité équivalente au mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀ à 20 bars et 300 K.

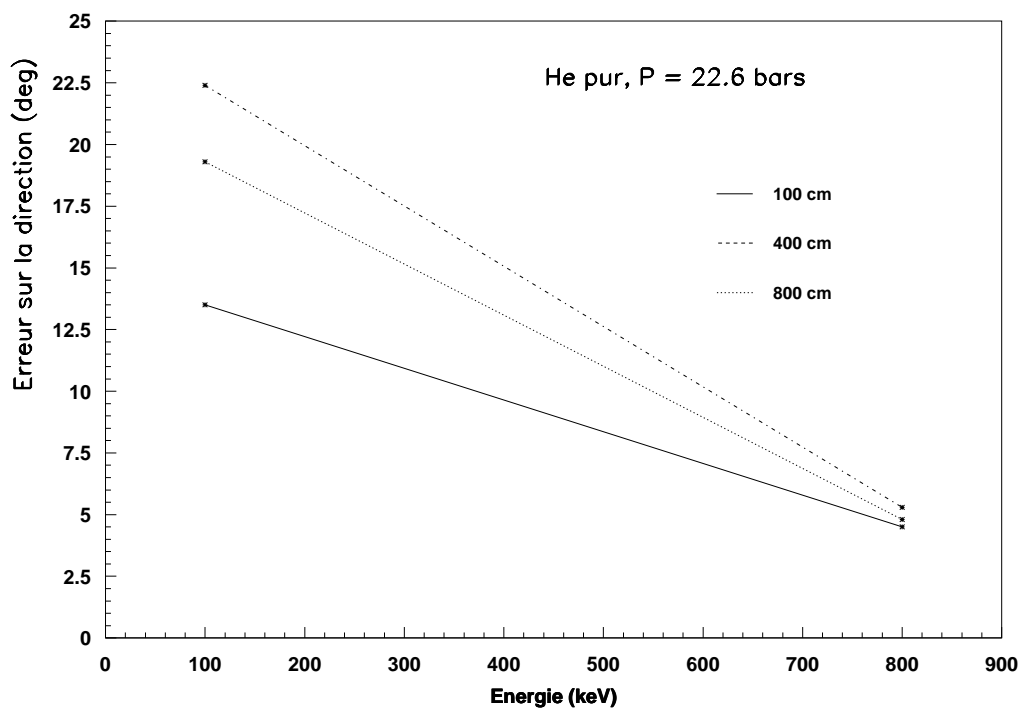


Fig. 16.6: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides fonctionnant avec de l'hélium pur à 22.6 bars (densité équivalente au mélange à 20 bars)

Énergie (keV)	Erreur sur la direction (°)		
	$L_{der} = 1$ m	$L_{der} = 4$ m	$L_{der} = 8$ m
100	12.4	16.0	17.7
800	3.8	4.5	4.7

Tab. 16.9: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres fonctionnant avec de l'hélium pur, à une densité équivalente au mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars et 300 K.

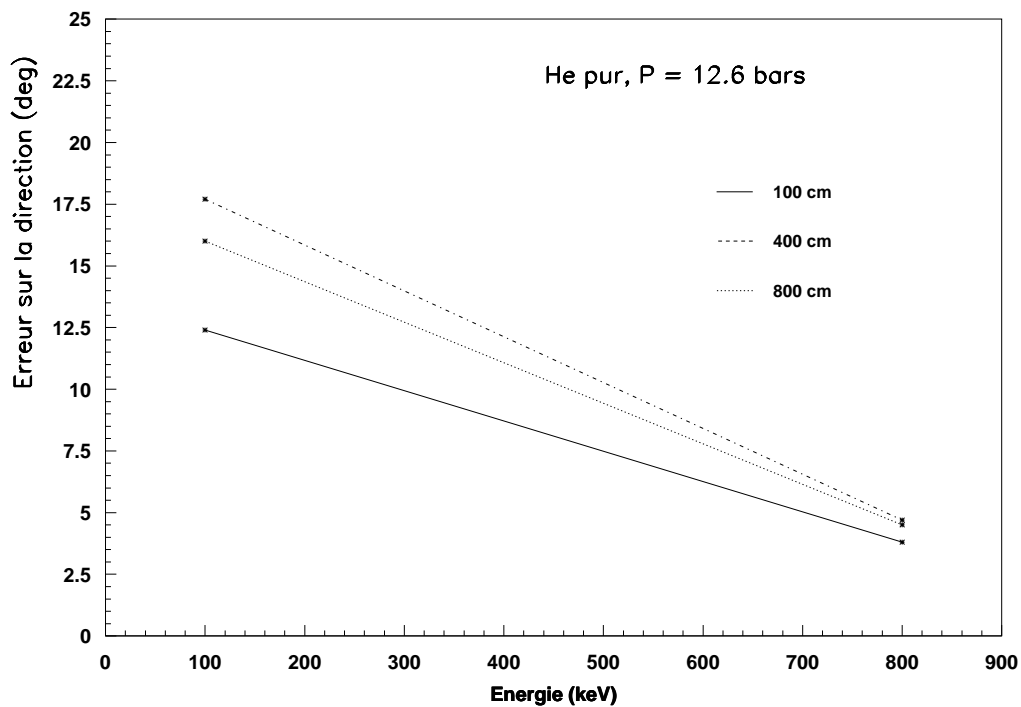
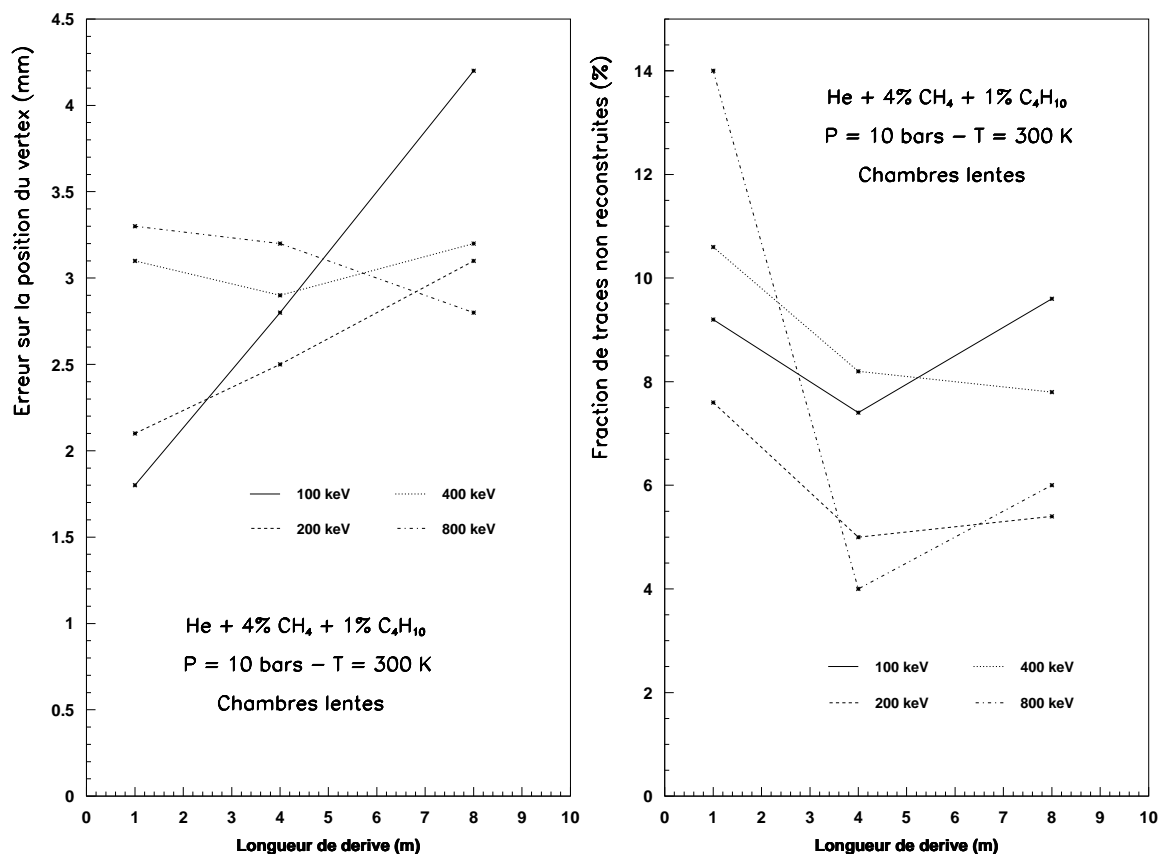


Fig. 16.7: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres rapides fonctionnant avec de l'hélium pur à 12.6 bars (densité équivalente au mélange à 10 bars)

Énergie (keV)	Erreurs (mm) et Pertes (%)					
	$L_{der} = 1$ m		$L_{der} = 4$ m		$L_{der} = 8$ m	
100	1.8	9.2	2.8	7.4	4.2	9.6
200	2.1	7.6	2.5	5.0	3.1	5.4
400	3.1	10.6	2.9	8.2	3.2	7.8
800	3.3	14.0	3.2	4.0	2.8	6.0

Tab. 16.10: Détermination de la position du vertex en utilisant des chambres lentes et un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars et 300 K (voir le tableau 16.2 pour une explication du contenu).



(a) Erreur sur la position du vertex (mm)

(b) Proportion de traces rejetées (%)

Fig. 16.8: Détermination de la position du vertex en utilisant des chambres lentes :
 (a) erreur sur la position
 (b) proportion de traces non reconstruites.

Énergie (keV)	Erreur sur la direction (°)		
	$L_{der} = 1 \text{ m}$	$L_{der} = 4 \text{ m}$	$L_{der} = 8 \text{ m}$
100	23.4	24.3	24.8
200	15.3	14.3	14.4
400	9.6	9.2	9.7
800	5.9	5.6	5.9

Tab. 16.11: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres lentes et un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀ à 10 bars et 300 K.

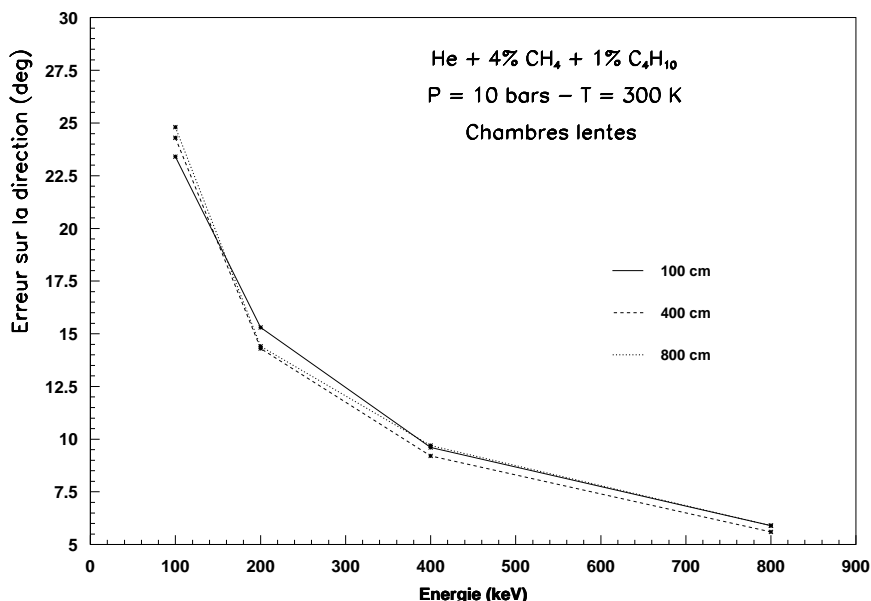


Fig. 16.9: Erreurs sur la direction estimée en utilisant des chambres lentes fonctionnant à 10 bars, en fonction de l'énergie et de la longueur de dérive.

la plus grande dispersion des électrons, qui diminue les problèmes liés à l'inefficacité.

Par contre, lorsqu'on est à faible dérive, les électrons ne sont pas assez dispersés pour être détectés séparément. L'intégration de ces électrons entraîne alors une perte d'informations utiles à l'ajustement, ce qui rend ces chambres inefficaces. En comparant les résultats obtenus à 10 bars (tableaux 16.6 et 16.11 et figures 16.5 et 16.9), on voit d'ailleurs que les deux types de chambres sont équivalentes lorsque la densité des électrons est faible (grande distance de dérive ou grande énergie), c'est à dire lorsque la rapidité du détecteur n'est pas cruciale pour conserver l'information du début de la trace.

- Que se passe-t-il pour un gain plus faible ?

On suppose ici que le gain ne permet plus la détection d'un seul électron mais de 2, ce qui semble plus réaliste pour ce type de chambres.

Le nombre de traces pour lesquelles on n'arrive plus à distinguer le début de la fin devient alors très important (multiplié par 3). La précision angulaire chute fortement, et il devient très difficile de reconstruire un spectre de neutrino inférieur à 400 keV, c'est à dire qu'on ne voit plus la composante pp . Cette option est donc laissée de côté pour le moment.

17. RECONSTRUCTION DU SPECTRE DE NEUTRINOS VU PAR HELLAZ

17.1 *But de la simulation*

Le but de cette étude est de simuler le spectre des neutrinos solaires de basse énergie tel qu'il sera vu par HELLAZ, en tenant compte des divers résultats fournis par les précédentes simulations. Cette simulation permet aussi de générer du bruit de fond et de tester la méthode de soustraction de ce bruit.

À partir d'une adaptation du programme de G. Bonvicini (communication privée) et des résultats de la partie 16.4.5, nous pouvons comparer les possibilités qu'offrent les différents mélanges gazeux. Nous pourrions ainsi définir les caractéristiques minimales que doit avoir le détecteur pour obtenir un spectre d'une résolution suffisante pour séparer les contributions pp et ${}^7\text{Be}$.

17.2 *Description du programme*

L'algorithme de la figure 17.1 montre la structure générale du programme de reconstruction du spectre de neutrinos. La première étape est de calculer le nombre total d'événements (c'est à dire événements neutrinos + bruit de fond) à simuler pour une durée de prise de données fixée.

Le nombre d'événements neutrino est calculé à partir du spectre des neutrinos solaires (Bahcall et al., 1998), de la section efficace de diffusion neutrino - électron et du nombre d'électrons dans la cible, ce dernier étant calculé à partir des conditions dans la TPC (densité, mélange utilisé et volume de la TPC). Le bruit de fond est calculé à partir de la section efficace de la diffusion Compton, du nombre de désintégration par jour provenant de la TPC¹ et du nombre d'électrons dans le mélange gazeux. L'énergie de ces photons est échantillonnée par 7 raies de la chaîne Uranium - Thorium.

L'étape suivante (position du Soleil) génère une position aléatoire du Soleil pour

¹ On suppose que tout le bruit de fond vient du cylindre et des extrémités de la TPC.

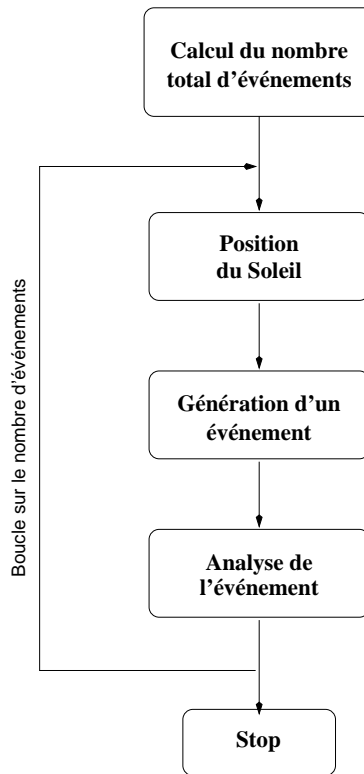


Fig. 17.1: Algorithme du programme de reconstruction du spectre des neutrinos.

l'événement considéré. Cette position est importante pour la méthode de réduction du bruit de fond et pour déterminer la direction d'un événement neutrino.

La génération d'un événement consiste à déterminer le type de particule qui interagit, en respectant le nombre d'événements neutrinos par rapport au bruit de fond. Cette étape détermine le nombre d'interactions (pour les photons, on peut avoir des diffusions Compton multiples) et leurs positions (ce qui détermine notamment la distance de dérive), ainsi que l'énergie et la direction de l'électron de recul.

À partir de l'énergie de l'électron de recul, de la distance de dérive, l'étape d'analyse permet de déterminer la résolution sur l'énergie du neutrino et donne l'énergie de la particule incidente mesurée pour cette événement. On applique ensuite les critères de réduction du bruit de fond : énergie cinétique minimale de l'électron ($T > 100$ keV), pas d'événements multiples et méthode du Soleil tournant.

17.3 Résultats

Toutes les simulations présentées de cette section ont été faites avec 5 sources de neutrinos (pp , ${}^7\text{Be}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$ et pep). Les contributions des sources les plus énergétiques (${}^8\text{B}$ et hep) ont été négligées. Le seuil de détection est fixé à 100 keV (énergie de l'électron de recul) et la prise de données dure 5 ans à 20 bars (10 ans à 10 bars).

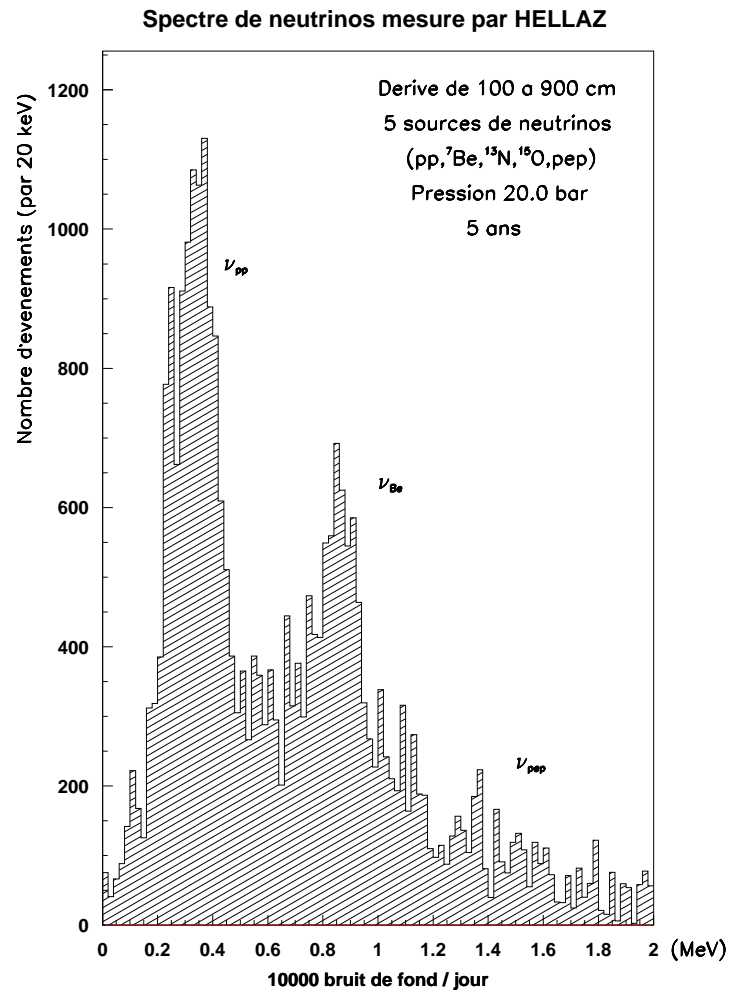


Fig. 17.2: Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 20 bars et 300 K, pour un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀.

La figure 17.2 montre le spectre obtenu en utilisant des chambres rapides fonctionnant à une pression de 20 bars, et en introduisant 10000 événements bruit de fond par jour. Les contributions pp et ${}^7\text{Be}$ sont discernables, mais la résolution sur l'énergie du neutrino n'est pas suffisante pour les séparer totalement. Cette résolution, mesurée sur la raie du ${}^7\text{Be}$ à 860 keV, est d'environ 10 %.

On peut définir la qualité de la séparation par le rapport $R=S/(S+B)$, où S est la hauteur maximale de la source considérée (pp ou ${}^7\text{Be}$), et B est la hauteur minimale entre les deux contributions. Dans la configuration de la figure 17.2, on a $R_{pp} \simeq 80\%$ et $R_{Be} \simeq 70\%$.

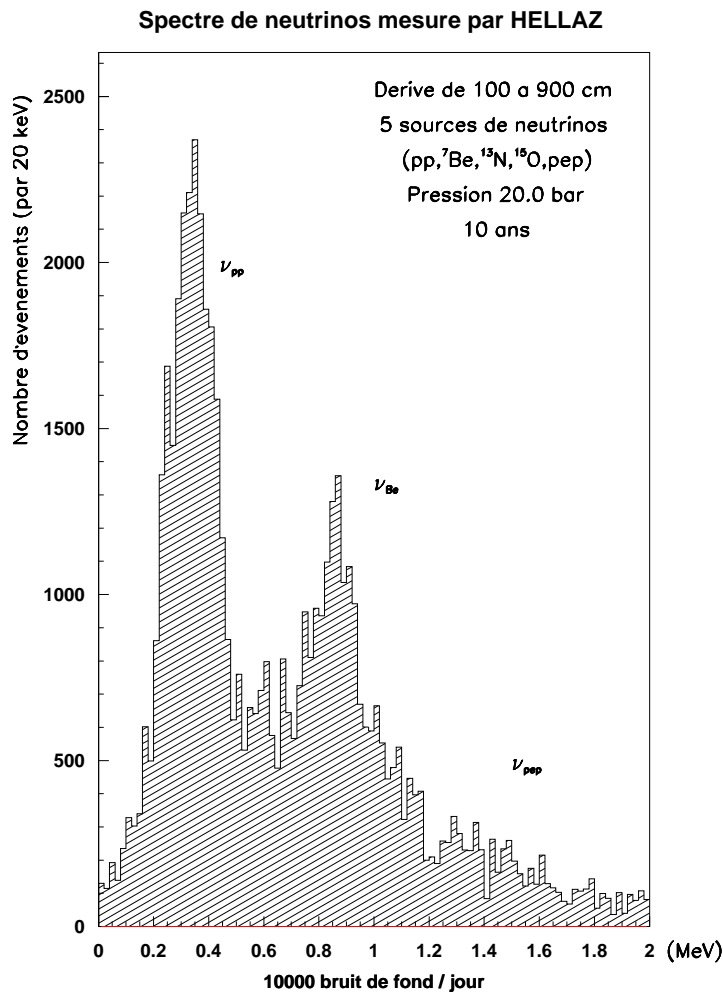


Fig. 17.3: Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 20 bars et 300 K, pour un mélange He + 2 % CH_4 + 0.5 % C_4H_{10} , pour 10 années de prise de données.

La qualité de la séparation est uniquement due à la résolution sur l'énergie du neutrino (à basse énergie), et on ne peut pas l'améliorer en augmentant la statistique de l'expérience, ou en diminuant le bruit de fond radioactif. On le vérifie en simulant le spectre reconstruit par HELLAZ après 10 années de prises de données (figure 17.3), et celui obtenu en supprimant le bruit de fond (figure 17.4).

Dans ces deux cas, on obtient encore $R_{pp} \simeq 80\%$ et $R_{Be} \simeq 70\%$ (et la résolution

à 860 keV identique, de l'ordre de 10 %). La seule différence entre ces spectres et celui de la figure 17.2 est une diminution des fluctuations statistiques, et donc une augmentation du rapport signal/bruit.

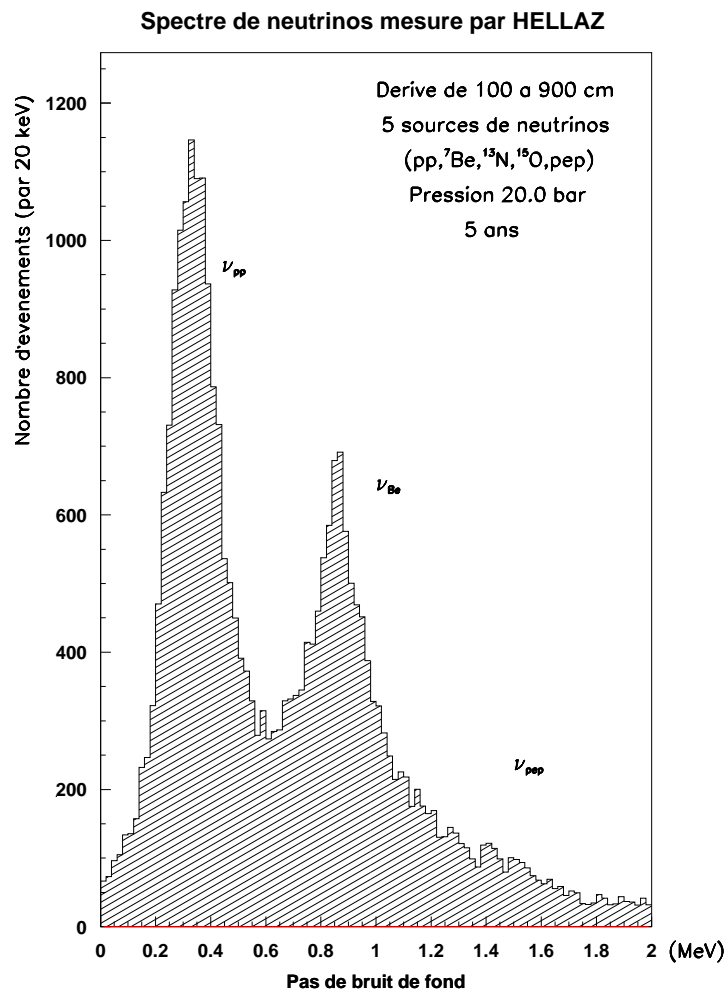


Fig. 17.4: Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 20 bars et 300 K, pour un mélange He + 2 % CH₄ + 0.5 % C₄H₁₀. Le bruit de fond radioactif a été supprimé.

La comparaison des spectres obtenus avec ou sans bruit de fond, tout autres paramètres égaux, permet aussi de voir l'efficacité de la méthode de rejet du bruit de fond. Les autres simulations seront montrées sans le bruit de fond.

La résolution angulaire étant meilleure avec le mélange à 10 bars, le spectre obtenu dans ces conditions (la prise de données est ici de 10 ans, pour avoir un nombre d'événements comparable) doit avoir une meilleure résolution sur l'énergie du neutrino, ce qu'on vérifie sur la figure 17.5.

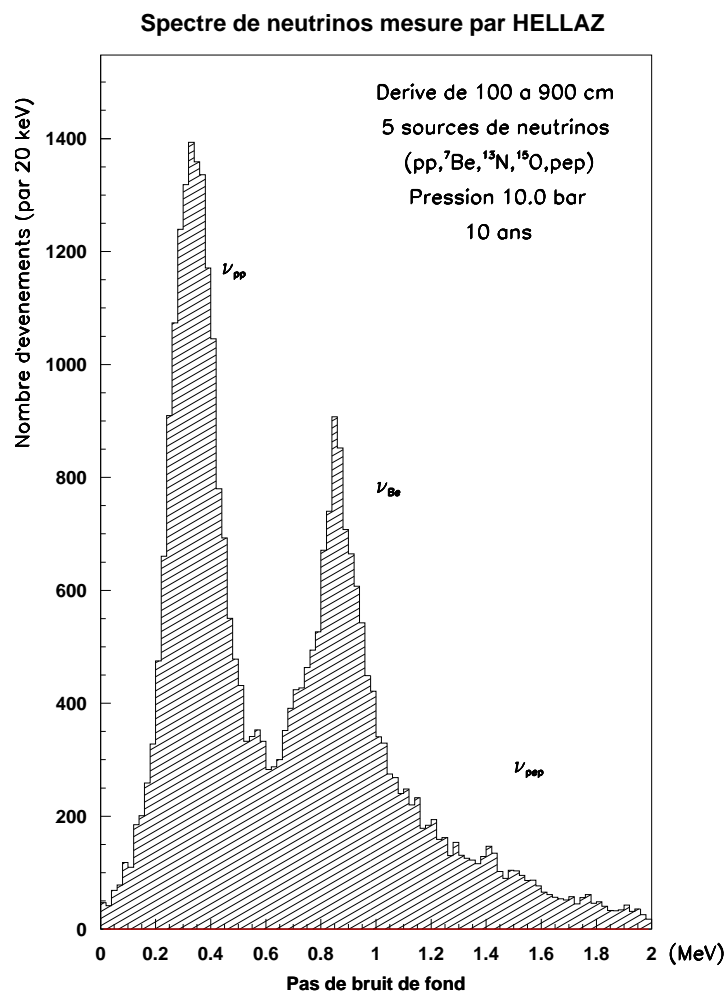


Fig. 17.5: Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 10 bars et 300 K, pour un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀.

La résolution mesurée sur la raie du ${}^7\text{Be}$ est de 9 %, et les rapports $R_{pp} \simeq 85$ % et $R_{Be} \simeq 75$ % sont sensiblement meilleurs que dans les conditions précédentes, ce qui traduit une augmentation de la résolution à basse énergie.

17.3.1 Les chambres lentes

On s'attend à ce que les résultats obtenus en utilisant des chambres lentes soient très inférieurs à ceux obtenus avec les chambres rapides, à cause de la mauvaise résolution angulaire que donne ce type de détecteur à basse énergie. En fait, grâce aux propriétés de la cinématique Compton, cette diminution de la précision sur la direction de l'électron de recul n'est pas très pénalisante pour la résolution en énergie

du neutrino.

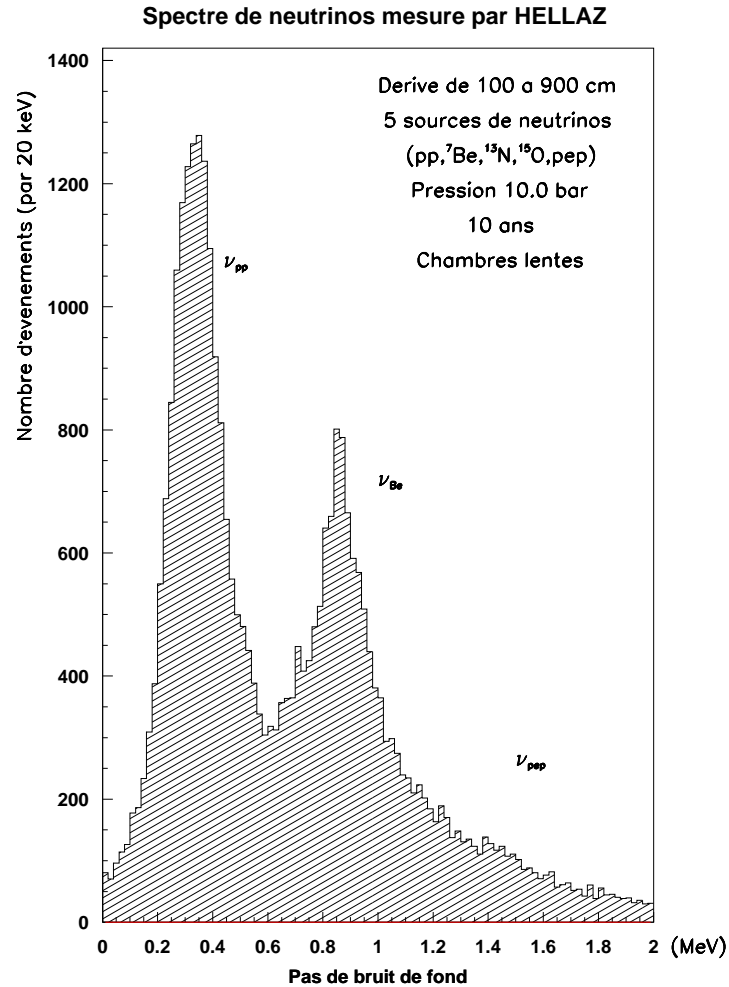


Fig. 17.6: Spectre des neutrinos solaires mesuré par HELLAZ à 10 bars et 300 K, pour un mélange He + 4 % CH₄ + 1 % C₄H₁₀, en utilisant des chambres classiques.

Comme le montre la figure 17.6, la résolution à 860 keV est de 10 %, et les rapports $R_{pp} \simeq 80\%$ et $R_{Be} \simeq 70\%$ sont sensiblement les mêmes que pour des chambres rapides fonctionnant à 20 bars. Par contre ce résultat est atteint à une densité plus basse, donc le nombre d'événements est inférieur pour une même durée d'expérience (ce qui est encore amplifié par l'efficacité de reconnaissance des traces, qui est beaucoup moins bonne avec ce type de chambre).

17.3.2 Cas de l'hélium pur

Le cas de l'hélium pur est intéressant pour fixer une référence, dont on se rapprochera en diminuant la quantité de quencher. La pression de 22.6 bars permet de rester à densité constante par rapport au mélange He + 2 % méthane + 0.5 % isobutane à 20 bars, pour évaluer l'effet du quencher.

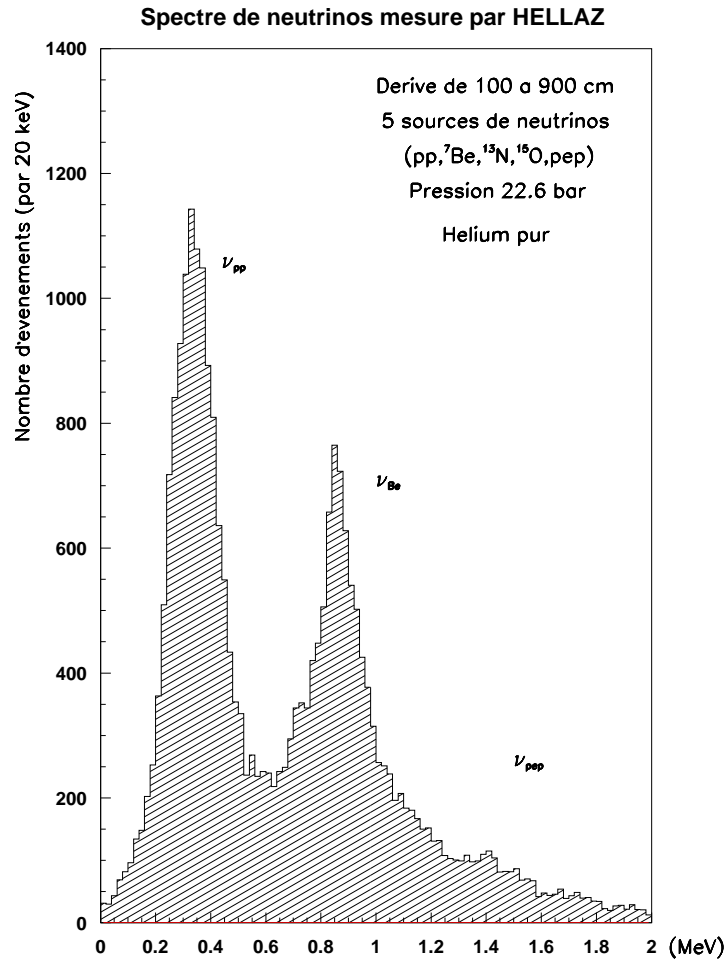


Fig. 17.7: Spectre des neutrinos solaires reconstruit dans HELLAZ pour une TPC remplie d'hélium pur à une pression de 22.6 bars (densité équivalente au mélange à 20 bars).

La résolution sur l'énergie du neutrino à 860 keV est de 8.5 % (avec de l'hélium pur à 12.6 bars, on peut même descendre en dessous de 8 %). La qualité de la séparation est donnée par $R_{pp} \simeq 85\%$ et $R_{Be} \lesssim 80\%$.

17.3.3 La résolution à basse énergie

Les rapports R_{pp} et R_{Be} sont des estimateurs de la résolution à basse énergie (pour le spectre pp) de l'énergie du neutrino. On peut connaître la résolution à une énergie donnée en remplaçant le spectre de neutrinos solaires lu en entrée du programme par une raie d'énergie fixée. Cette méthode permet de plus d'obtenir une valeur plus exacte de la résolution à 860 keV, car les distributions sont symétriques (dans les figures 17.2 à 17.7, cette raie est asymétrique car les contributions pp et ${}^7\text{Be}$ ne sont pas séparées).

Configuration	Résolution sur l'énergie du neutrino (%)		
	E = 250 keV	E = 400 keV	E = 861 keV
20 bars	15	13.5	10
He pur, 22.6 bars	14	12	8.5
10 bars	13	13.5	9.5
Chambres lentes	15.5	14.5	10
He pur, 12.6 bars	11.5	10.5	8

Tab. 17.1: Résolution sur l'énergie du neutrino à 250, 400 et 861 keV, pour les différentes configurations étudiées (sans bruit de fond).

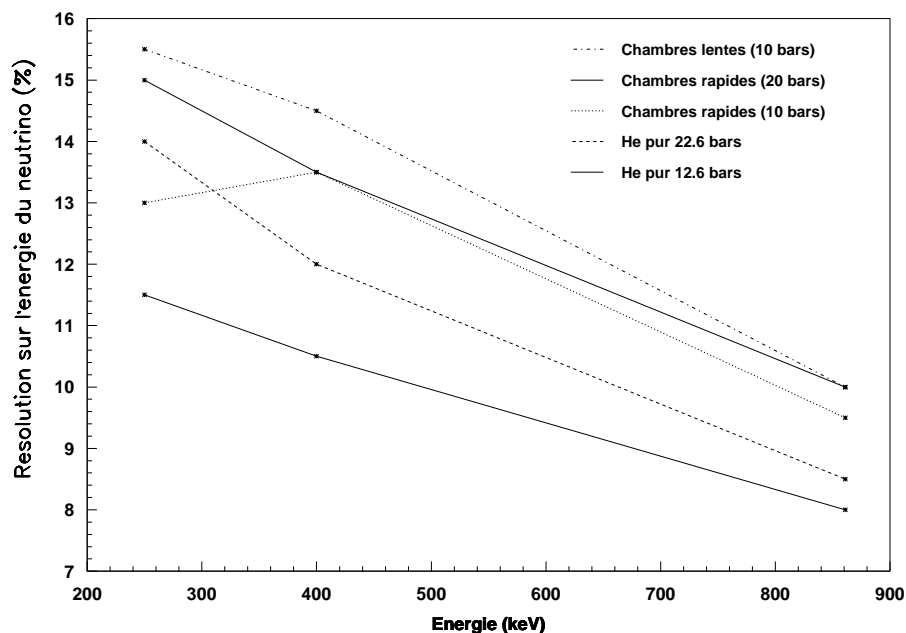


Fig. 17.8: Résolution sur l'énergie du neutrino, en fonction de l'énergie, pour les différentes configurations étudiées.

Les résolutions obtenues à 250, 400 et 861 keV sont visibles dans le tableau 17.1 et sur la figure 17.8. Les résolutions obtenues lorsqu'on ajoute du bruit de fond radioactif (10^4 par jour) sont sensiblement identiques.

On voit que dans la configuration "standard" prévue pour Hellaz (1^{ère} ligne du tableau et courbe "chambres rapides (20 bars)" de la figure), on peut avoir 10 % de résolution sur la raie du béryllium, et avoir toujours mieux que 15 % de résolution à basse énergie. Ces résultats pourront de plus être très probablement améliorés en optimisant les algorithmes de recherche de la direction de l'électron de recul. Le cas de l'hélium pur (2^{ième} ligne) est bien sûr idéal, mais il montre qu'en optimisant la quantité de quencher, on pourra très probablement améliorer les résultats précédents.

Le fait de diminuer la pression améliore sensiblement la résolution à basse énergie (3^{ième} ligne et courbe "chambres rapides (10 bars)"), lorsqu'on utilise des chambres rapides. Dans le cas des chambres lentes, et en supposant que celles-ci puissent détecter l'électron unique, on obtient une résolution légèrement moins bonne que dans la configuration "standard" (l'efficacité de reconnaissance des traces et le nombre de cibles dans la TPC, qui déterminent la statistique de l'expérience, sont par contre nettement moins élevés).

Le point important des résultats de cette chaîne de simulation est que le seuil de 100 keV sur l'énergie de l'électron de recul est un objectif réaliste dans la configuration standard prévue pour le détecteur Hellaz. Si ces simulations sont optimistes, on devra peut être augmenter ce seuil où diminuer la pression. Mais si ces simulations sont pessimistes, ou si on peut diminuer le taux de quencher, ou si l'optimisation des algorithmes améliore sensiblement les résultats, on pourra toujours étudier la possibilité de baisser le seuil, ce qui serait une qualité majeure du détecteur Hellaz.

CONCLUSION

Les différentes expériences détectant les neutrinos émis par le Soleil, y compris le récent résultat de SNO relatif aux CC, ont mesuré un flux inférieur aux prédictions des modèles solaires. On pense que ces modèles sont fiables, notamment à cause des contraintes apportées par les mesures d'héliosismologie. Le déficit observé est donc attribué aux propriétés du neutrino, une hypothèse renforcée par les résultats d'expériences mesurant les flux de neutrinos produits par d'autres sources que le Soleil, et par le résultat de SNO, combiné avec celui de Super-K relatif aux neutrinos solaires (la somme $\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau$ est égale au flux prédit).

La solution qui explique le mieux les données actuelles suppose l'existence d'oscillations de saveur des neutrinos, phénomène qui implique des neutrinos massifs. Cela nécessite une extension du modèle standard de la physique des particules, le neutrino n'ayant pas de masse dans la version minimale de ce modèle.

SNO a fait faire un grand progrès à la compréhension des problèmes, mais ne donne ni la valeur absolue du flux pp , ni le rapport entre les flux pp et ${}^7\text{Be}$ (qui peut seulement être déduit de la valeur des paramètres d'oscillation). HELLAZ, qui peut fournir avec précision les flux pp et ${}^7\text{Be}$, est donc un passage obligé pour vérifier directement le fonctionnement de notre étoile, et donnera de plus des indications précieuses sur les oscillations à basse énergie.

Le concept de HELLAZ, qui est d'utiliser la diffusion élastique neutrino - électron dans une TPC fonctionnant à 20 bars et 300 K, doit être validé par une R&D portant sur la détection rapide d'électrons uniques et sur la recherche de la direction de l'électron de recul, la connaissance de l'angle et de l'énergie de cet électron permettant de reconstruire l'énergie du neutrino.

A partir de traces d'électrons simulées par GÉANT 3.21, nous avons vu qu'il est possible d'obtenir une efficacité de détection des électrons d'ionisation $\gtrsim 66\%$ (ce qui n'a rien à voir avec l'efficacité de reconnaissance d'une trace qui est voisine de 95%), en utilisant des chambres rapides du type MICROMEGAS, avec un pas de l'ordre de 1 mm, pour un temps mort de 10 ns et une fréquence d'horloge de 1 GHz.

Notre étude montre que la mesure de l'énergie de l'électron de recul est optimale par intégration du signal des électrons d'ionisation d'une trace. La résolution sur l'énergie de l'électron de recul est alors de l'ordre de 1 à 2 %.

La reconstruction de la direction initiale de l'électron de recul est, comme on s'y attendait, très difficile à basse énergie. L'ajustement de la trace d'ionisation par une courbe en puissance 3/2 est rendu inefficace et peu fiable par la diffusion des électrons, qui empêche de déterminer précisément la position du vertex (cette méthode n'est pas tout autant abandonnée, en particulier par nos collaborateurs américains).

L'ajustement linéaire permet d'obtenir cette direction avec une précision allant de 19° à 29° à 100 keV et de 6° à 7° à 800 keV, pour une dérive allant de 1 à 8 m et à une pression de 20 bars.

Avec cette résolution angulaire et une résolution sur l'énergie de l'électron de recul inversement proportionnelle au nombre d'électrons d'ionisation, la résolution obtenue sur l'énergie du neutrino est de l'ordre de 10 % à 860 keV. L'ajout d'un bruit de fond radioactif réaliste ($\sim 10000 \text{ jour}^{-1}$) ne dégrade pas ce résultat.

On voit ainsi qu'il est raisonnable de travailler avec des électrons jusqu'à une énergie de 100 keV, ce qui correspond à une énergie de neutrino d'environ 200 keV.

Il reste néanmoins deux développements nécessaires à ce travail :

- Le premier est celui de la maîtrise du bruit de fond. Il faudra sélectionner tous les éléments constitutifs se trouvant à proximité du mélange gazeux, pour qu'ils aient une très basse radioactivité, en profitant des études antérieures (Nemo, Borexino ou SNO). On devra choisir un écran passif (eau, oxyde de bore, ...) soigneusement calculé et mis en œuvre, de façon à atteindre le chiffre de 10000 bruits de fond par jour supposé tout au long de ce travail.

- Le second problème est la réalisation, sur environ 100 m^2 , de deux détecteurs de bout de dérive ayant un gain tel que l'on puisse identifier l'électron unique.

Le prochain prototype devrait avoir un volume de l'ordre de 1 m^3 . Un groupe d'une cinquantaine de chercheurs américains, auquel s'est associé notre équipe, a ainsi conçu un tel projet basé sur le concept de Hellaz.

ANNEXE

A. LA THÉORIE DE DIRAC

L'équation de Klein-Gordon (KG)

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - m^2 \psi = (\nabla^2 - m^2) \psi \quad (\text{A.1})$$

est appropriée pour décrire des particules libres relativistes de masse m et sans spin. Les solutions de cette équation sont des ondes planes¹

$$\psi = \exp i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (\text{A.2})$$

de vecteur de propagation $\vec{k} \equiv \vec{p}$ et de fréquence angulaire $\omega \equiv E$ (où \vec{p} et E sont l'impulsion et l'énergie de la particule). À partir de ces deux équations, on retrouve la relation familière $E^2 = p^2 + m^2$.

Dirac a formulé son équation d'onde pour une particule relativiste en n'utilisant que des dérivées premières des coordonnées d'espace et de temps, ce qui permet de représenter des particules de spin 1/2. La formulation la plus simple d'un tel type d'équation est celle des deux équations de Weyl

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \pm \left(\sigma_x \frac{\partial \psi}{\partial x} + \sigma_y \frac{\partial \psi}{\partial y} + \sigma_z \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad (\text{A.3})$$

où les σ sont des constantes. Si on veut que cette formulation soit équivalente à l'équation de KG A.1, on obtient les contraintes suivantes :

$$\sigma_\mu^2 = 1, \quad \sigma_\mu \sigma_\nu + \sigma_\nu \sigma_\mu = 0 \quad \text{et} \quad m = 0$$

Ces équations décrivent donc des particules non massives.

Les σ ne peuvent pas être des nombres réels car ils ne commutent pas et un choix approprié est de les représenter par les matrices de Pauli. La fonction d'onde a maintenant deux composantes (on parle alors de spineur), $\psi = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix}$ ce qui est approprié à la description de particule de spin 1/2.

¹ Selon la description de de Broglie, les ondes planes représentent des particules libres.

Pour inclure un terme de masse, on doit introduire une matrice supplémentaire, et on doit alors passer dans une représentation à quatre composantes². Les coordonnées spatio-temporelles sont alors les composantes d'un 4-vecteur (vecteur à quatre composantes) avec la convention $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$ et $x_4 = ict = it$. On obtient alors l'équation de Dirac, qui s'écrit, sous forme covariante :

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi = 0 \quad (\text{A.4})$$

On obtient les matrices de Dirac γ de la même façon qu'on a obtenu les matrices σ , en exigeant que l'équation de Dirac satisfasse KG A.1. On a alors la relation d'anti-commutation $\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}$ où $\delta_{\mu\nu}$ est le symbole de Kronecker et $\mu, \nu = 1, \dots, 4$. La représentation usuelle des matrices γ satisfaisant ces relations de commutation est :

$$\begin{aligned} \gamma_k &= \begin{bmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{bmatrix} \quad k=1,2,3 \\ \gamma_4 &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

où les σ_k sont les matrices de Pauli usuelles et γ_5 est la matrice produit $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$ dont la définition sera très utile ensuite.

L'équation A.4 a quatre solutions, deux correspondant à des états d'énergie positive, avec deux orientations possibles de spin, les deux autres solutions représentant des états d'énergie négative, c'est à dire des antiparticules. Cette équation, qui est adaptée à la description des fermions, est particulièrement utile pour l'interaction faible.

² Dimension minimum requise pour avoir un ensemble de quatre matrices anti-commutative.

B. PRODUCTION D'ÉNERGIE DANS LE SOLEIL

Le Soleil est la source d'énergie qui à permis et permet encore le développement de la vie sur Terre. A ce titre, il à été abondamment étudié, et, depuis maintenant un siècle et demi, les physiciens cherchent à connaître son âge et la manière dont il produit son énergie. Ces deux questions sont intimement liées, le temps de vie du Soleil dépendant en effet de la source d'énergie.

La luminosité du Soleil L_{\odot} , c'est à dire la puissance totale qu'il rayonne, peut être estimé en mesurant la puissance moyenne W_{\odot} au niveau de l'orbite terrestre :

$$L_{\odot} = W_{\odot} \times 4\pi D_{\oplus}^2 \simeq 3.846 \times 10^{26} \text{ W} \quad (\text{B.1})$$

où $D_{\oplus} \simeq 150 \times 10^6 \text{ km}$ est la distance Terre - Soleil et $W_{\odot} \simeq 1.368 \times 10^3 \text{ W}$ est la constante solaire.

On peut calculer l'énergie disponible E_{\odot} dans le Soleil pour diverses sources de production envisageable. En utilisant la valeur de la luminosité solaire donnée par B.1, on calcule simplement le temps de vie du Soleil, pour chaque mécanisme, à partir de la relation :

$$T_{\text{Max}} = E_{\odot}/L_{\odot} \quad (\text{B.2})$$

où T_{Max} est le temps de vie du Soleil, donc son âge maximum.

On peut maintenant calculer l'énergie disponible dans le Soleil pour différents mécanismes de production, et le temps de vie associé.

- Energie chimique

L'énergie caractéristique disponible sous forme chimique est l'énergie de liaison d'un électron dans l'atome d'hydrogène, qui est de l'ordre de 10 eV. Le nombre d'atome d'hydrogène dans le Soleil est approximativement égal à M_{\odot}/m_p où $M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$ est la masse du Soleil et $m_p = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$ est la masse du proton. Les 10^{57} atome d'hydrogène du Soleil peuvent donc libérer environ $10^{58} \text{ eV} \approx 10^{39} \text{ J}$, ce qui correspond à un temps de vie de l'ordre de 10^{13} s . Avec cette source d'énergie, le Soleil peut donc briller durant une centaine de milliers d'années au maximum.

- Energie gravitationnelle

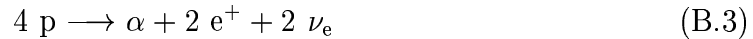
L'énergie d'une sphère autogravitante de masse M_\odot et de rayon R_\odot est égale à $G_N M_\odot^2 / R_\odot$ où $G_N = 6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ est la constante de Newton. Dans le cas du Soleil ($R_\odot = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$), l'énergie disponible sous forme gravitationnelle est donc $\approx 10^{41} \text{ J}$, ce qui correspond à un temps de vie de l'ordre de 10 millions d'années.

- Energie nucléaire

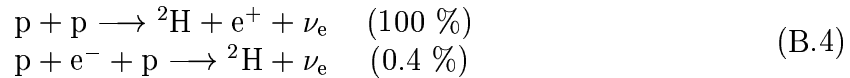
La fusion de 4 protons en une particule α libère 26.7 MeV, soit 6.7 MeV par proton. L'énergie disponible par fusion est donc à peu près 6 ordres de grandeur supérieure à l'énergie disponible sous forme chimique. Le temps de vie nucléaire du Soleil est donc 10^6 fois le temps de vie chimique, soit $\approx 10^{11}$ ans. En fait, seulement 10 % de l'hydrogène est brûlé dans les étoiles de type solaire, et leur temps de vie est donc d'environ 10 milliards d'années.

L'âge du Soleil est estimé à partir de la datation des météorites (en supposant que tous les corps du système solaire se sont formés à la même époque), et on obtient un âge de 4.6 milliard d'années. La seule source d'énergie compatible avec cet âge est manifestement l'énergie nucléaire.

L'énergie du Soleil vient de la fusion de 4 protons en un noyau d'hélium :



Ce bilan peut être atteint par différentes chaînes de réactions, ou terminaisons, qui expliquent les caractéristiques du spectre des neutrinos émis par le Soleil. La réaction de base est la production de deutérium, à partir de 2 protons :



La première réaction produit un neutrino appelé ν_{pp} , dont d'énergie maximale égale à 420 keV. Lors de la deuxième réaction, qui se produit rarement, un neutrino ν_{pep} de 1.44 MeV est émis. Le deutérium produit dans ces deux réactions donne ensuite de l'hélium 3, par capture d'un proton :



Ces noyaux d'hélium 3 peuvent être consommés de trois façons différentes :

- par capture d'un proton ($\sim 10^{-5} \%$) : ${}^3\text{He} + \text{p} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{e}^+ + \nu_e$.
Cette réaction très minoritaire produit le neutrino ν_{hep} le plus énergétique ($E_\nu \leq 18.77 \text{ MeV}$).
- par fusion avec un autre ${}^3\text{He}$ ($\sim 86 \%$) : ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + 2\text{p}$.
Cette terminaison appelée pp - I est la plus probable, et elle ne produit que des neutrinos pp ou pep .
- par fusion avec un noyau ${}^4\text{He}$ ($\sim 14 \%$) : ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$.

Le noyau de béryllium est à son tour consommé de deux manières différentes :

- par capture d’un électron ($\sim 99\%$) : ${}^7\text{Be} + e^- \longrightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$
La capture d’un proton par le noyau de lithium (${}^7\text{Li} + p \longrightarrow 2\,{}^4\text{He}$) complète la chaîne pp - II. Le neutrino émis (ν_{Be}) à une énergie de 861 keV (90 %) ou de 383 keV (10 %).
- par capture d’un proton ($\sim 0.02\%$) : ${}^7\text{Be} + p \longrightarrow {}^8\text{B} + \gamma$
La désintégration du noyau de bore (${}^8\text{B} \longrightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ puis ${}^8\text{Be}^* \longrightarrow 2\,{}^4\text{He}$) complète la chaîne pp - III. Le neutrino émis (ν_{B}) à une énergie maximale de ~ 15 MeV.

Les rapports de branchement de ces divers mécanismes peuvent être calculés à partir de la théorie de l’interaction faible, ou en utilisant des mesures expérimentales de sections efficaces, ce qui permet de déduire la proportion des différentes terminaisons et le spectre des neutrinos émis par le Soleil.

On remarquera que dans chaque terminaison, au moins un neutrino *pp* (ou rarement un *pep*) est émis. Le deuxième neutrino dépend par contre de la terminaison : ν_{pp} pour pp - I (86 %), ν_{Be} pour pp - II (14 %) et ν_{B} pour pp - III (0.02 %).

Source	Flux ($10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	Proportion (%)	Énergie (MeV)
<i>pp</i>	59.6	92.3	≤ 0.423
${}^7\text{Be}$	4.81	7.5	0.861
<i>pep</i>	1.39×10^{-1}	0.2	1.442
${}^8\text{B}$	5.44×10^{-3}	$\lesssim 0.01$	≤ 16.56
<i>hep</i>	9.4×10^{-6}	$\sim 10^{-5}$	≤ 18.77

Tab. B.1: Caractéristiques des diverses sources de neutrinos solaires.

Les flux de neutrinos calculés pour les diverses sources (Bahcall et al., 2001) sont reportés dans le tableau B.1. La source ${}^8\text{B}$ est la plus étudiée à l’heure actuelle (Super-K et SNO), bien qu’elle ne représente qu’une faible fraction du flux total. La mesure séparée des flux de neutrinos *pp* (Hellaz, LENS) et ${}^7\text{Be}$ (Borexino, Hellaz, LENS), qui sont les deux sources principales de neutrinos, est un point important pour les modèles solaires.

C. EXPÉRIENCES UTILISANT LES NEUTRINOS ATMOSPHÉRIQUES

Comme on l'a vu dans la partie 3.1.4, l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre produit un grand nombre de particules de haute énergie, dont de nombreux neutrinos. Ceux-ci constituaient un important bruit de fond pour les expériences sur la désintégration des nucléons, et c'est l'étude de ce bruit de fond qui a permis de mettre en évidence un déficit du nombre de neutrinos observés par rapport aux prédictions théoriques.

C.1 Principe

Les neutrinos atmosphériques sont émis dans une gamme d'énergie (de quelques dizaines de MeV à plusieurs centaines de GeV) très différente de celle des neutrinos solaires, leur observation nécessite donc l'utilisation de détecteurs adaptés à ces énergies. De plus, les gerbes atmosphériques produisent deux saveurs de neutrinos (électroniques et muoniques), donc les détecteurs utilisés doivent pouvoir différencier la particule produite lors de l'interaction du neutrino (électron ou muon).

Il existe deux types de dispositifs expérimentaux utilisés pour la détection des neutrinos atmosphériques :

- les calorimètres en fer : Nusex (Aglietta et al., 1989), Fréjus (Daum et al., 1995), Baksan (Boliev et al., 1999), Soudan2 (Allison et al., 1999), MACRO (Ambrosio et al., 2000).
- les détecteurs Cherenkov : IMB (Becker-Szendy et al., 1995), Kamiokande (Kajita et al., 1998), Super-Kamiokande (Kajita et al., 2000).

Les calorimètres sont formés de plusieurs modules de fer magnétisé, servant de cibles pour les neutrinos, ces modules étant séparés entre eux par du scintillateur permettant d'observer le passage des particules chargées créées lors de l'interaction d'un neutrino. Les couches de scintillateur permettent d'obtenir la trajectoire d'une

particule, et donc de retrouver , à partir de la longueur ou de la courbure de cette trajectoire, le type et l'énergie des particules créées.

Les détecteurs Cherenkov, dont le principe a été expliqué dans la section 4.2, peuvent eux aussi différencier le type de particule produite pendant l'interaction, en étudiant les caractéristiques de l'anneau Cherenkov observé par les photomultiplicateurs. Les électrons engendrent des traces secondaires (cascade électromagnétique), qui produisent des cônes Cherenkov dans des directions différentes, ce qui donne un anneau dont les bords sont très diffus, alors que les muons produisent un anneau à bords nets.

La prévision du nombre d'événements attendus dans le détecteur nécessite de nombreux modèles. Il faut d'abord évaluer le flux de rayons cosmiques arrivant dans l'atmosphère terrestre puis simuler l'interaction de ces particules dans l'atmosphère, et notamment calculer le nombre de neutrinos de chaque type qui sont produits. A partir des sections efficaces d'interaction et de la modélisation de la réponse du détecteur, on peut alors prédire ce qu'observera le détecteur (nombre d'événements en fonction du type de particules détectées, répartition spatiale et énergétique de ces événements).

On voit que dans ce type d'expérience, les résultats prédits dépendent fortement de modèles théoriques, qui sont des sources d'erreur à ajouter à celles purement expérimentales. L'incertitude théorique annoncée par les diverses collaborations est typiquement de l'ordre de 20 - 25 %. Les incertitudes systématiques et statistiques varient beaucoup d'une expérience à l'autre, et en fonction du type d'analyse effectuée...

C.2 Résultats accessibles

Pour tester l'hypothèse d'oscillations, on utilise le double rapport¹ :

$$R_t = \frac{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{exp}}{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{theor}} \quad (C.1)$$

car si on ne sait pas prédire avec précision les valeurs absolues des différents flux, le rapport entre le nombre d'interaction du type muonique (ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$) et le nombre d'interaction du type électronique (ν_e ou $\bar{\nu}_e$) est, par contre, fortement contraint par la théorie. L'utilisation de cette observable permet donc de réduire les erreurs systématiques par rapport à l'utilisation des flux absolus. Toute valeur de R_t différente de 1 est la preuve d'un mécanisme non prévu dans les modèles.

Dans le cas d'oscillations dans la matière, le rapport R_t peut varier en fonction de

¹ On a vu dans la partie I que le rapport $\frac{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{(\nu_e + \bar{\nu}_e)}$ est théoriquement proche de 2.

la quantité de matière traversée (ou au passage d'une discontinuité de la densité de matière), c'est à dire en fonction de l'angle au zénith θ_Z . L'étude de la distribution des événements en fonction de cet angle permettra donc d'apporter des contraintes sur les paramètres d'oscillation. De la même manière, on peut aussi étudier la variation de ce rapport avec l'énergie de la particule détectée (qui donne une limite inférieure à l'énergie du neutrino incident).

Comme on l'a vu dans la partie 5 sur la théorie des oscillations, l'énergie E et la distance L entre le lieu de création et le lieu d'interaction du neutrino sont deux des paramètres caractéristiques de l'oscillation (voir aussi la section 6.1). L'étude des variations de R_t en fonction du rapport L/E permettra donc de tester les différents modèles d'oscillations et leurs paramètres.

C.3 Résultats obtenus

Le tableau C.1 montre les valeurs du double rapport (éq. C.1) obtenues par les principales expériences sur les neutrinos atmosphériques. Les erreurs reportées dans ce tableau sont respectivement les incertitudes statistiques et systématiques (et leur somme quadratique pour Nusex).

Expérience	Nusex (1989)	Fréjus (1995)	Soudan 2 (1999)
R_t	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$	$0.99 \pm 0.13 \pm 0.08$	$0.64 \pm 0.11 \pm 0.06$
Expérience	Kamiokande (1999)	IMB (1995)	SuperK (2000)
R_t	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.71 \pm 0.02 \pm 0.05$	$0.65 \pm 0.02 \pm 0.05$

Tab. C.1: Double rapport obtenu par les expériences neutrinos atmosphériques.

Les résultats obtenus par Baksan et MACRO, qui ne sont sensibles qu'aux neutrinos de type muonique, sont montrés dans le tableau C.2, où le rapport R_μ représente le nombre d'événements neutrinos mesurés sur le nombre attendus. Les incertitudes sont respectivement statistiques, systématiques et théoriques. On voit l'importance du double rapport pour diminuer l'erreur théorique élevée ($\sim 20 - 25\%$).

Expérience	Baksan (1999)	MACRO (2000)
R_μ	$1.00 \pm 0.04 \pm 0.08 \pm 0.20$	$0.71 \pm 0.05 \pm 0.07 \pm 0.18$

Tab. C.2: Résultats de Baksan et MACRO à partir du flux de ν_μ .

La majorité de ces expériences ont un double rapport nettement inférieur à l'unité, $\overline{R_t} \sim 0.60$, ce qui s'explique par un déficit de ν_μ et/ou un excès de ν_e . Le nombre total d'événements obtenus par Baksan ne favorise pas l'hypothèse d'oscillations, par contre la répartition angulaire de ces événements est différente des prédictions théoriques (Boliev et al., 1999).

L'analyse faite par la collaboration Super-Kamiokande montre un déficit d'événements μ , mais ne trouve pas d'excès d'électrons. Ce résultat est une forte indication d'oscillations du type $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ (cf. annexe E).

D. EXPÉRIENCES UTILISANT DES SOURCES ARTIFICIELLES DE NEUTRINOS

Ce type d'expériences utilise les neutrinos produits par les réacteurs de centrales nucléaires (principalement des $\bar{\nu}_e$) ou par des accélérateurs de particules (ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$). Cette partie résume les résultats qui ont été obtenus à ce jour.

D.1 Neutrinos de réacteurs

Les réacteurs des centrales nucléaires produisent un grand nombre d'anti-neutrinos (cf. section 3.2.1) de type électronique, d'énergie inférieure à 10 MeV, et dont le flux est connu avec une bonne précision¹. Diverses expériences (Bugey (Achkar et al., 1995), CHOOZ (Apollonio et al., 1999), Palo Verde (Boehm et al., 2000)) utilisent donc des réacteurs comme sources de neutrinos, en cherchant à montrer une atténuation du flux de $\bar{\nu}_e$, ce qui serait une preuve d'oscillations du type $\bar{\nu}_e \longrightarrow \bar{\nu}_x$ ($x = \mu, \tau, s$).

La distance de la source au détecteur varie de quelques dizaines de mètres (15, 40 et 95 m pour Bugey) à 1 km (CHOOZ et Palo Verde). Ces expériences cherchent donc des oscillations pour des différences de masses dans l'intervalle $10^{-3} \leq \delta m^2 \leq 10^2 \text{ eV}^2$. La détection des neutrinos est effectuée dans du scintillateur liquide ou par de nombreux photomultiplicateurs, via la réaction β inverse sur des protons $\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n$, ces deux produits étant repérés par l'émission de photons en coïncidence temporelle.

D.2 Neutrinos d'accélérateurs

Comme on l'a vu dans la section 3.2.2, les accélérateurs de particules peuvent générer des flux de neutrinos de différentes saveurs et dans diverses gammes d'énergies, ce qui permet l'étude de modes d'oscillations distincts. Il existe actuellement deux types d'expériences utilisant des faisceaux de particules :

- KARMEN (Eitel et al., 2001) et LSND (Mills et al., 2001) utilisent une source de $\bar{\nu}_\mu$ de basse énergie ($\sim 50 \text{ MeV}$) et cherchent l'apparition de $\bar{\nu}_e$ pour de

¹ Les différentes expériences annoncent des erreurs systématiques de l'ordre de 3 %

faibles distances source - détecteur (respectivement 17.7 et 30 m).

- CHORUS (Ludovici et al., 2001) et NOMAD (Mezzetto et al., 2001) utilisent un faisceau plus énergétique de ν_μ (~ 30 GeV), permettant de chercher l'apparition de ν_τ , avec une distance source - détecteur de 650 m.

D.3 Résultats obtenus

Les résultats annoncés par les différentes collaborations sont reportés dans les tableaux D.1 et D.2.

Expérience	Bugey (1995)	Palo Verde (2000)	CHOOZ (1999)
Mode	$\bar{\nu}_e \longrightarrow \bar{\nu}_x$	$\bar{\nu}_e \longrightarrow \bar{\nu}_x$	$\bar{\nu}_e \longrightarrow \bar{\nu}_x$
R	$0.99 \pm 0.01 \pm 0.05$	$1.04 \pm 0.03 \pm 0.08$	$1.01 \pm 0.03 \pm 0.03$

Tab. D.1: Résultats des expériences neutrinos de réacteurs. R est le rapport du nombre d'événements observés sur le nombre attendu.

Expérience	KARMEN2 (2001)	NOMAD (2001)	CHORUS (2001)
Mode	$\bar{\nu}_\mu \longrightarrow \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$	$\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$
Résultat	0 $\bar{\nu}_e$	$P_{osc} < 2.03 \times 10^{-4}$	$P_{osc} < 3.4 \times 10^{-4}$

Expérience	LSND (2001)	NOMAD (2001)	CHORUS (2001)
Mode	$\bar{\nu}_\mu \longrightarrow \bar{\nu}_e$	$\nu_e \longrightarrow \nu_\tau$	$\nu_e \longrightarrow \nu_\tau$
Résultat	$P_{osc} = (0.25 \pm 0.07) \%$	$P_{osc} < 1.00 \times 10^{-2}$	$P_{osc} < 2.6 \times 10^{-2}$

Tab. D.2: Résultats des expériences neutrinos d'accélérateurs.

Aucune des expériences cherchant la disparition de $\bar{\nu}_e$ n'a obtenu de résultat sortant des prédictions du modèle standard. Ces résultats conduisent donc à des zones d'exclusion (cf. fig. 7.2) dans le diagramme $\Delta m^2 - \sin^2(2\theta)$.

Les expériences cherchant l'apparition de ν_τ n'ont observé aucun événement et obtiennent donc elles aussi des zones d'exclusion pour les oscillations du type $\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_e \longrightarrow \nu_\tau$.

Comme on le voit dans la première colonne du tableau D.2, LSND obtient un signal d'apparition (un excès d'événements $\bar{\nu}_e$ incompatible avec le bruit de fond) qui n'est pas confirmé par KARMEN2. On voit sur la figure 7.2 qu'une grande partie de la zone acceptée par LSND (en jaune) est exclue par KARMEN2! La future expérience MiniBooNE permettra peut être de trancher...

E. RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES NON SOLAIRES

Les autres résultats en faveur d'oscillations viennent des expériences sur neutrinos atmosphériques et de l'expérience LSND. Les résultats négatifs obtenus à partir d'autres sources sont évidemment très utiles eux aussi, car ils permettent d'exclure des parties du plan $\delta m^2 - \sin^2 2\theta$. Nous allons voir qu'ils permettent déjà de lever des ambiguïtés dans l'analyse des résultats obtenus par les neutrinos atmosphériques.

E.1 Neutrinos atmosphériques

Les expériences utilisant des neutrinos atmosphériques fournissent divers types de résultats : le nombre d'événements de type électronique et de type muonique (ce qui permet de calculer le double rapport du tableau C.1) et la répartition angulaire de ces événements (Kamiokande et Super-Kamiokande). On a vu que les doubles rapports annoncés par les diverses collaborations sont inférieurs à 1, ce qui montre un déficit de ν_μ et/ou un surplus de ν_e . Ces résultats sont donc des indications d'oscillations, mais ils ne permettent pas de préciser la saveur des neutrinos qui ont oscillé.

La plus forte preuve en faveur d'oscillations vient de la répartition angulaire des événements de type muonique obtenue par SK, notamment à haute énergie où la corrélation entre la direction du neutrino et celle de l'électron est la plus forte. Les distributions obtenues montrent un fort déficit du nombre d'interactions observées à partir du nadir, c'est à dire lorsque le neutrino doit traverser la Terre avant d'interagir dans le détecteur (voir par exemple la fig. 6 de (Sobel, 2001)). Par contre, les distributions d'événements du type électronique ne montre pas cette particularité, et elles sont compatibles avec les prévisions du modèle standard. De plus, les résultats négatifs obtenus par les expériences CHOOZ et Palo Verde excluent la possibilité d'oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ dans la région du plan $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ favorisée par les données. Ces résultats sont donc en faveur d'oscillations du type $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ où ν_x peut être soit un neutrino tau, soit un neutrino stérile.

Une étude récente faite à partir des données de SK cherche à lever cette ambiguïté en utilisant la répartition angulaire des interactions par courant neutre (Fukuda et al., 2000). Dans le cas d'oscillations vers un neutrino stérile, on s'attend à une diminution de ce type d'interaction (car un neutrino stérile n'interagit pas avec la matière, même

par courant neutre), alors que les ν_μ et les ν_τ sont équivalents. Par contre, à haute énergie ($E_\nu \gtrsim 15$ GeV), la matière supprime ce type d'oscillations et on s'attend donc à un excès d'événements par rapport au cas $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Les résultats de cette étude défavorisent nettement l'oscillation vers un neutrino stérile.

Une analyse d'oscillations à trois neutrinos (Gonzalez-Garcia et al., 2001b) incluant les données des expériences atmosphériques et les résultats de CHOOZ obtient comme meilleur ajustement :

$$\tan^2(\theta_{13}) = 0.005 ; \quad \tan^2(\theta_{23}) = 1.4 ; \quad \delta m_{32}^2 = 3.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Ce résultat confirme la faible valeur de l'angle θ_{13} trouvée dans l'analyse des résultats des expériences neutrinos solaires, ainsi que la hiérarchie $\delta m_{12}^2 \ll \delta m_{32}^2$.

E.2 Le cas de LSND

Le résultat de LSND, qui est partiellement exclu par celui de l'expérience KARMEN2, a de fortes conséquences sur le modèle standard. En effet, la différence de masses nécessaire pour induire un effet visible dans LSND est $\delta m_{LSND}^2 \simeq 1 \text{ eV}^2$. Si on admet ce résultat, on se retrouve donc avec trois différences de masses totalement différentes

$$\delta m_\odot^2 \ll \delta m_{atm}^2 \ll \delta m_{LSND}^2$$

Pour obtenir ces trois grandeurs, il est nécessaire d'avoir *quatre* neutrinos, ce qui est en contradiction avec les mesures de la masse du Z^0 qui prédisent trois familles. En acceptant le résultat de LSND, on est donc obligé d'avoir recours à un quatrième neutrino dit stérile, car il n'interagit pas avec le Z^0 , et n'est donc pas visible¹ dans les mesures faites au CERN.

Certains auteurs (Conforto et al., 1999; Strumia, 1999) ont tenté d'expliquer tous les résultats en ayant recours à deux différences de masses uniquement, mais ces modèles nécessitent une atténuation du flux de neutrinos solaires indépendante de l'énergie (pour une différence de masse $\delta m^2 \simeq 10^{-3} \text{ eV}^2$, la probabilité de survie $P_{ee} \simeq 0.5$ d'un neutrino solaire est moyennée à cause de la très grande valeur de L/E), ce qui est très défavorisé par les résultats.

¹ La situation est en fait plus complexe car l'existence de ce type de neutrino devrait réduire la largeur du Z^0 en diminuant le couplage des neutrinos "actifs" à ce boson... (Jarlskog, 1992)

F. FUTURES EXPÉRIENCES NON SOLAIRES

F.1 K2K

K2K (Kek to superKamiokande) est une expérience sur neutrinos d'accélérateur de type LBL, c'est à dire avec une grande distance source - détecteur (~ 250 km), qui a commencé à prendre des données fin juin 1999. La source est un faisceau de neutrinos (98.2 % ν_μ , 1.3 % ν_e et 0.5 % de $\bar{\nu}_\mu$) d'énergie moyenne égale à 1.3 GeV dirigé vers le détecteur Super-Kamiokande (avec une précision angulaire de 0.01 mrad).

La cible principale est le détecteur SK, qui fonctionne sur le même principe que pour l'étude des neutrinos atmosphériques, avec en plus une contrainte temporelle entre la date de création et la date de détection (ce qui permet de réduire le bruit de fond dû aux neutrinos atmosphériques notamment). D'autres détecteurs sont placés près du faisceau (~ 300 m) pour vérifier les propriétés de celui-ci (composition en saveur, énergie, direction, ...). Un de ces détecteurs est une réplique à petite échelle (1000 tonnes) du détecteur de SK (22500 tonnes), qui va permettre de comparer les flux détectés à deux distances différentes avec des erreurs systématiques similaires.

Cette expérience, avec un rapport L/E ~ 200 , va permettre d'étudier l'apparition de ν_e et/ou la disparition de ν_μ dans la région exclue par CHOOZ (cf. fig. 7.2). La bonne connaissance de la composition en saveur du flux, comparée à celle des neutrinos atmosphériques et de réacteurs, est un atout majeur de ce type de sources. Les résultats obtenus à présent, 28 événements détectés pour $37.8_{-3.8}^{+3.5}$ événements attendus (Ahn et al., 2001), ne permettent pas encore d'avoir des résultats statistiquement significatifs. Les études plus fines sur le rapport ν_e/ν_μ et sur la distorsion du spectre en énergie nécessiteront encore plus de statistique.

F.2 MiniBooNE

MiniBooNE (Booster Neutrino Experiment) est une expérience sur neutrino accélérateur du type SBL qui doit commencer à prendre des données en décembre 2001 à Fermilab (près de Chicago). Cette expérience va tester le résultat de LSND en recherchant des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour un rapport L/E ~ 1 (à peu près identique à

celui de LSND).

La source utilisée est un faisceau presque pur de ν_μ (avec une composante $\nu_e < 3\%$) d'énergie comprise entre 0.5 et 1 GeV, et la distance au détecteur est d'environ 500 m (Bazarko, 2001). La cible est une sphère de 11 m de diamètre contenant 445 tonnes d'huile minérale pure, regardée par 1220 PM (10 % de couverture), où le neutrino interagit par diffusion quasi-élastique sur du carbone¹ ($\nu_e C \rightarrow e^- N$). L'électron est détecté par la lumière qu'il produit (75 % Cherenkov + 25 % scintillation), ce qui permet de déterminer son énergie ($\Delta E \sim 10\%$) et sa direction ($\Delta\theta \simeq 6^\circ$) (Collaboration BooNE, 1997).

Si des oscillations se produisent avec les valeurs des paramètres indiquées par LSND, MiniBooNE observera l'apparition de plusieurs centaines d'événements du type électronique en une année. La distribution en énergie de ces événements permettra de vérifier que l'excès observé n'est pas dû à une sous-estimation du bruit de fond. Une analyse des événements muoniques permettra de rechercher la disparition de ν_μ et de tester des oscillations atmosphériques $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ pour de grandes différences de masses ($\delta m^2 > 0.1 \text{ eV}^2$).

Si MiniBooNE voit un signal d'oscillation, l'ajout d'un deuxième détecteur (identique au premier) à 1 km de la source permettra d'augmenter la sensibilité de l'expérience et de contraindre davantage les paramètres d'oscillation.

F.3 Faisceaux LBL

MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) et OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) sont deux projets d'expériences à grande base (distance source - détecteur ~ 730 km) qui utiliseront des faisceaux de ν_μ ($\bar{E}_\nu = 3 - 16$ GeV pour NuMI et 17 GeV pour le CNGS²) pour explorer la zone favorisée par les résultats des expériences neutrinos atmosphériques.

MINOS, qui doit débiter en 2003, est constitué de deux calorimètres en fer (avec des tranches de scintillateur), un de 980 tonnes situé à Fermilab (275 m du faisceau) et l'autre de 5400 tonnes situé dans la mine de Soudan (730 km). Ces détecteurs permettent de mesurer le nombre d'interactions de ν_μ par courant chargé et par courant neutre, ainsi que les interactions de ν_e . Les observables pour l'étude des oscillations sont le double rapport CN/CC dans le détecteur lointain et proche (il doit être supérieur à 1 pour des oscillations, car le nombre de ν_μ donc d'événements CC diminue dans le détecteur lointain), le rapport du nombre d'interaction CC dans

¹ On peut aussi détecter un anti-neutrino par la réaction β inverse $\bar{\nu}_e C \rightarrow e^+ B$.

² NuMI est le nom du faisceau de neutrinos créé à partir du Main Injector de Fermilab et CNGS est le faisceau de neutrino du CERN en direction du Gran Sasso.

le détecteur lointain et proche (qui doit être inférieur à 1) et la distribution en énergie des événements CC. L'apparition d'événements électroniques permet d'étudier plus spécifiquement les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (Wojcicki, 2001).

OPERA, qui ne débutera pas avant 2005 (date à laquelle le CNGS sera disponible), est dédié à l'apparition de τ , qui est rendue possible par la grande énergie du faisceau de ν_μ comparée à la masse du τ ($m_\tau = 1.777$ GeV). La recherche des τ se fera en utilisant des émulsions, comme dans les expériences CHORUS et DONUT, en recherchant une trace coudée qui signe la désintégration d'un τ . Si cette expérience arrive à mettre en évidence l'apparition de τ , ce serait une preuve directe de l'existence d'oscillations, et cela permettrait de lever l'ambiguïté ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$) sur l'oscillation de neutrinos atmosphériques (Strolin, 2000).

Les résultats fournis par ces nombreuses expériences devraient permettre de lever une partie des ambiguïtés existantes. On peut espérer que l'hypothèse d'oscillation vers un neutrino stérile soit confirmée ou infirmée, grâce aux résultats de MiniBooNE, des expériences LBL et solaires. Ces expériences préciseront la valeur des paramètres gouvernant l'oscillation des neutrinos atmosphériques.

G. QUELQUES COMPLÉMENTS SUR LES ÉTAPES DU PROGRAMME DE RECHERCHE DE LA DIRECTION

- Approximation de la position du vertex

Cette première phase permet à la fois d'obtenir une approximation de la position du vertex et de réduire la taille du nuage. Cette réduction est importante surtout pour les traces les plus énergétiques qui contiennent beaucoup de points (près de 20000 à 800 keV). Pour faire cette réduction, on utilise la variation de densité du nombre d'électron le long de la trace. Comme la perte d'énergie est plus grande à basse énergie, la densité d'électron est beaucoup plus forte à la fin de la trace que près du vertex. Cet effet est visible sur la figure 14.11 qui montre un exemple de trace créée par un électron de recul de 200 keV, après une dérive de 4 m. Le passage dans le détecteur diminue cet effet, car les électrons sont perdus majoritairement dans les zones de forte densité, mais la différence de densité reste néanmoins suffisante pour distinguer la zone du vertex.

La méthode est de définir un parallélépipède contenant le nuage, qui est découpé en $9 \times 5 \times 5$ boîtes¹ de mêmes dimensions, et de compter le nombre d'électrons dans chacune de ces boîtes. On obtient alors une image 3D de la densité d'électron du nuage. On cherche alors la zone la plus dense Z_{Max} , et quel est l'extrémité de la trace la plus proche de Z_{Max} . Cette extrémité est normalement la fin de la trace, ce qui nous permet d'enlever les zones situées entre Z_{Max} et la fin de la trace. On applique alors de nouveau cette procédure aux points du nuage qui subsistent.

Après quelques itérations, cette méthode permet de faire disparaître les repliements des traces et de garder un fragment de trace relativement droit. Ceci n'est vrai que pour les traces produites par des électrons assez énergétiques, car les zones contiennent alors beaucoup d'électrons, ce qui permet de laver l'effet des fluctuations statistiques et d'avoir une analyse fiable. Dans le cas d'une trace de basse énergie, contenant peu de points, il n'y a qu'une seule itération, qui réduit un peu la trace et qui permet de déterminer le vertex.

Cette réduction permet aussi de corriger les problèmes de connexités du nuage,

¹ Le nuage est divisé en 9 zones dans la direction de l'axe principal (déterminé par un premier ajustement) et 5×5 zones dans les directions transverses.

c'est à dire de faire disparaître des zones contenant des électrons mais qui ne sont pas liés au nuage. Ce type de problème peut apparaître lors de la génération d'un photon (*bremssstralungh*) qui interagit loin du nuage en créant une nouvelle trace. Au cours de cette procédure, on enlève aussi les électrons isolés dans une zone, qui peuvent être considérés comme des *fakes*² où du bruit de fond.

Comme cette phase permet de discerner le début de la fin de la trace, elle sert à déterminer la position du vertex. Pour cela, on calcule la dispersion transverse des points du nuage due à la diffusion. Avec l'hypothèse d'une diffusion isotrope, on peut supposer que le sigma de la diffusion longitudinale (qu'on ne peut pas déterminer) est égal au sigma de la diffusion transverse. La position du vertex est alors définie comme un point situé sur l'axe principal du nuage ($X = Y = 0$ dans le bon système de coordonnées) et à une distance σ du premier point ($Z = \sigma$). Pour des raisons pratiques, la position du vertex est ensuite représentée par l'indice de l'électron le plus proche du point précédent.

Cette méthode, qui semble relativement simple, est rendue très complexe par les accidents (rayons δ ou grandes déviations), qui correspondent en général à des zones de forte densité. Cet effet est amplifié par la diffusion, qui permet à des zones initialement séparées de se rejoindre, et ceci masque les variations de la perte d'énergie. La situation est alors très critique à basse énergie, où on a souvent des traces courtes et très accidentées, tout en ayant assez peu d'électrons. Il devient alors très difficile de distinguer (spatialement et statistiquement) une surdensité due à un accident de la surdensité normale de fin de trace. En fait, malgré les nombreuses vérifications effectuées, cette procédure ne permet pas toujours de retrouver la bonne extrémité pour les traces de basse énergie.

- Ajustement du nuage

Il existe plusieurs méthodes pour rechercher la direction principale du nuage. On peut utiliser un ajustement linéaire de la forme $y = ax + b$ ou un ajustement en puissance de la forme $y = ax^{3/2}$. L'ajustement linéaire est fait de deux manières, soit directement dans l'espace en appelant la fonction DSYEV (Bibliothèque LAPACK du CERN), soit à deux dimensions, dans deux projections orthogonales.

La fonction DSYEV diagonalise la matrice d'inertie du nuage centré et donne la matrice de rotation permettant de passer du système de référence au système propre. Le système de référence est défini par les axes X et Y des chambres de détections des électrons d'ionisation et par l'axe Z de la dérive (pointant vers l'intérieur de la TPC), l'origine étant située au centre de la chambre XY. Le nuage centré est défini

² si deux électrons arrivent sur la chambre dans un intervalle de temps inférieur à 1 ns, si un des électrons est détecté uniquement dans la direction X et l'autre uniquement dans la direction Y, alors on reconstruira un faux électron appelé *fake*.

dans le système de référence, translaté pour placer l'origine au barycentre du nuage. Le système propre est défini par les direction propres du nuage, l'origine étant donnée par le barycentre du nuage.

Les vecteurs propres obtenus lors de la diagonalisation de la matrice donnent les directions propres du nuage par rapport au système de référence, le vecteur propre ayant la plus grande valeur propre définissant la direction principale du nuage. On peut donc retrouver l'angle de la trace par rapport a notre système de référence à partir des composantes du vecteur propre de plus grande valeur propre, c'est à dire à partir de la première colonne de la matrice de rotation.

Une difficulté liée à l'utilisation de DSYEV est qu'elle donne la direction modulo 180° , c'est à dire qu'après l'appel de cette routine, on doit à chaque fois tester qu'elle est l'extrémité du nuage correspondant au début de trace.

Une autre méthode permettant de retrouver la direction principale du nuage est d'utiliser un ajustement linéaire à deux dimensions, sur deux projections orthogonales du nuage (par exemple, si le nuage est plus allongé dans la direction X, on utilisera les projections XY et XZ). Les paramètres a et b de chaque droite sont obtenus à partir du calcul des moyennes, variances et covariances du nuage, ce qui revient en fait à minimiser les erreurs en minimisant un χ^2 . On recombine ensuite l'angle obtenu dans chaque projection pour retrouver la direction principale dans l'espace.

La déviation dans le mélange gazeux est une marche au hasard, ce qui explique la dépendance en racine carrée de la déviation θ avec le chemin parcouru R. Si l'électron de recul part dans la direction Z et reste dans le plan XZ, on a, pour une petite déviation : $\theta \simeq \alpha\sqrt{R} \approx \alpha\sqrt{z}$ et $\tan \theta \simeq x/z \approx \theta$. Le début de la trace est donc décrit par l'équation $x = \alpha z^{3/2}$. Cette équation n'est valable que très localement car elle fait l'hypothèse d'une petite déviation et d'un mouvement plan.

Un ajustement en puissance 3/2 semble donc plus approprié qu'un ajustement linéaire pour retrouver la direction au début de la trace. On peut montrer que le meilleur ajustement est donné par l'équation $\gamma\beta^2 - \alpha\beta\delta + \epsilon\alpha^2 \equiv f(\theta) = 0$, où α , β , γ , δ et ϵ sont des fonctions de θ et des moments de x et z jusqu'à l'ordre 6. Le meilleur ajustement est obtenu par le changement de signe de $f(\theta)$ lorsqu'on fait varier θ .

Une étude a montré que pour des traces n'ayant pas dérivé (on introduit une très faible diffusion pour des raisons numériques), ce type d'ajustement donne de meilleurs résultats qu'un ajustement linéaire. Par contre, lorsqu'on introduit la diffusion, l'ajustement en puissance 3/2 devient moins efficace. Cela est dû à la position du vertex, qui est un point singulier dans l'ajustement en puissance, alors qu'il n'exerce aucune contrainte sur l'ajustement linéaire. Le vertex joue un rôle de pivot, et tous les points de l'ajustement doivent être situé derrière le vertex (i.e. il faut $z \geq 0$). Losqu'on in-

troduit la diffusion, deux effets viennent alors perturber l'ajustement : l'incertitude due à l'estimation de la position du vertex, et la perte d'information due aux points situés avant le vertex.

• Estimation de l'ajustement

La qualité de l'ajustement effectué est déterminée en calculant un χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \frac{\delta y_i^2}{\sigma_y^2} + \frac{\delta z_i^2}{\sigma_z^2} \quad (\text{G.1})$$

où N est le nombre de points utilisés pour calculer le χ^2 , σ_y et σ_z sont les dispersions de ces N points dans les direction y et z , et δy_i et δz_i sont les distances du $i^{\text{ème}}$ point à la droite d'ajustement.

Le problème qui se pose pour évaluer la qualité d'un ajustement réside dans la définition de l'échantillon utilisé pour calculer l'estimateur. En effet, nous avons vu que si on considère tous les points du nuage, l'estimateur prendra en compte des points qui ne sont pas représentatifs de la direction au début de la trace. Les variations de l'estimateur lors de la réduction du nuage seront alors dues à toutes les parties de la trace.

Plutôt que de se servir de tous les points du nuage, on peut ne tenir compte que des points utilisés pour faire l'ajustement. Au cours de la réduction du nuage, on devient alors de plus en plus sensible au début de la trace. Le problème de cette méthode est que la variation de l'estimateur dépend alors aussi bien de la qualité de l'ajustement que de la qualité de l'échantillon, c'est à dire qu'on peut diminuer la valeur de l'estimateur, sans changer la direction de l'ajustement, juste en modifiant l'échantillon utilisé.

Pour être sensible uniquement à la direction au début de la trace, tout en restant insensible aux variations de l'échantillon utilisé pour faire l'ajustement, notre estimateur est donc calculé sur un échantillon fixe de points situés en début de trace, indépendamment du nombre de points utilisés pour faire l'ajustement. Comme l'échantillon de points reste identique pour une trace donnée, les variations de l'estimateur reflètent uniquement la qualité de l'ajustement.

La difficulté de cette méthode vient du choix de l'échantillon initial, qui peut être déterminant pour le résultat final. Les points utilisés sont évidemment ceux du début de la trace, et leur nombre est choisi en fonction de l'extension D du nuage dans la direction principale au moment de la première estimation. Ce nombre est fixé par la formule empirique $N = 100 + \text{Int}(D - 2) \times 25$ où Int est la partie entière.

Une autre méthode prometteuse est d'utiliser plusieurs échantillons de tailles différentes, chaque échantillon étant fixé avant la première estimation. Cela doit permettre

de s'affranchir en partie du choix du nombre de points utilisés pour calculer l'estimateur. Cette méthode n'est malheureusement pas encore suffisamment testée pour être incluse dans cette thèse.

- Réduction du nuage

C'est cette phase qui permet de réduire progressivement le nombre de points utilisés pour faire l'ajustement. Lors de la première itération, on divise le nuage en 20 zones, chacune ayant le même nombre d'électrons. Puis, pour chaque itération successive, on enlève alors la dernière zone. Au cours de cette phase, on enlève aussi les points situés à plus de 3σ de l'axe principal du nuage.

- Les critères d'arrêt

L'arrêt de la boucle principale du programme est conditionné par deux critères. D'une part, le nombre d'électrons utilisé pour faire l'ajustement ne doit pas descendre au-dessous d'une valeur seuil N_{\min} qui dépend du nombre initial d'électrons de la trace.

Le deuxième critère est fixé par le rapport entre la longueur d'ajustement et la dispersion σ des points du nuage, qui doit être toujours supérieur à 5.

BIBLIOGRAPHIE

- Abdurashitov, J. N. et al. : 1999, *Phys. Rev. C* **60**, 055801
- Achkar, B. et al. : 1995, *Nucl. Phys. B, Part. Phys.* **434**, 503
- Adams, J. S. et al. : 2000, *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., Sect. A* **444**, 51
- Aglietta, M. et al. : 1989, *Europhys. Lett.* **8(7)**, 611
- Ahmad, Q. R. et al. : 2001, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301
- Ahn, S. H. et al. : 2001, *Phys. Lett. B*, (Collaboration K2K), Submitted
- Akhmedov, E. K. : 1988, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48**, 382
- Albright, C. et al. : 2001, *Physics at a Neutrino Factory*, Report FN-692, Fermilab, hep-ex/0008064
- Allison, W. W. M. et al. : 1999, *Phys. Lett. B* **449**, 137
- Ambrosio, M. et al. : 2000, *Phys. Lett. B* **478**, 5
- Amsler, C. et al. : 1997, *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., Sect. A* **396**, 115
- Anselmann, P. et al. : 1992, *Phys. Lett. B* **285**, 376
- Anselmann, P. et al. : 1995, *Phys. Lett. B* **342**, 440
- Apollonio, M. et al. : 1999, *Phys. Lett. B* **466**, 415
- Assamagan, K. : 1996, *Phys. Rev. D* **53**, 6065
- Bahcall, J. N. : 1964, *Phys. Rev. Lett.* **12(11)**, 300
- Bahcall, J. N. : 1989, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press
- Bahcall, J. N., Basu, S., et Pinsonneault, M. H. : 1998, *Phys. Lett. B* **433**, 1
- Bahcall, J. N., Kamionkowski, M., et Sirlin, A. : 1995, *Phys. Rev. D* **51(11)**, 6146
- Bahcall, J. N., Krastev, P. I., et Smirnov, A. Y. : 2000, *Phys. Rev. D* **62**, 093004
- Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., et Basu, S. : 2001, *Astrophys. J.* **555**, 990
- Baltz, A. J. et Weneser, J. : 1988, *Comments Nucl. Part. Phys.* **18(5)**, 2275
- Barate, R. et al. : 1998, *Eur. J. Phys. C* **2**, 395, Collaboration ALEPH
- Bazarko, A. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 210, Collaboration MiniBooNE
- Becker-Szendy, R. et al. : 1995, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **38**, 331
- Bellotti, E. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 44

- Biaggi, S. F. : 1999, *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., Sect. A* **421**, 235
- Bilenky, S. M., Giunti, C., et Grimus, W. : 1999, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43**, 1
- Blum, W. et Rolandi, L. : 1994, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag
- Boehm, F. et al. : 2000, *Phys. Rev. D* **62**, 072002
- Boehm, F. et Vogel, P. : 1987, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press
- Boger, J., Hahn, R. L., et Cumming, J. B. : 2000, *Astrophys. J.* **537**, 1080
- Boliev, M. M. et al. : 1999, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **70**, 371
- Bouchez, J. : 1992, in *Le Neutrino et ses Mystères*, École de GIF, IN2P3, Tome 1
- Bratton, C. B. et al. : 1988, *Phys. Rev. D* **37(12)**, 3361
- Brun, A. S., Turck-Chièze, S., et Morel, P. : 1998, *Astrophys. J.* **506**, 913
- Brun, R. et al. : 1994, *Geant 3.21*, CERN DD/EE/94-1
- Chizhov, M. V. et Petcov, S. T. : 2000, *On the New Conditions for a Total Neutrino Conversion in a Medium*, hep-ph/0003110
- Cleveland, B. T. et al. : 1998, *Astrophys. J.* **496**, 505
- Collaboration ALEPH : 1989, *Phys. Lett. B* **231(4)**, 519
- Collaboration BooNE : 1997, <http://www.neutrino.lanl.gov/BooNE/>, proposal
- Collaboration Borexino : 2001, *Astrop. Physics*, Submitted
- Collaboration CDF : 1989, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 720
- Collaboration Chooz : 1993, http://duphy4.drexel.edu/chooz_pub/, proposal p.28
- Collaboration DELPHI : 1989, *Phys. Lett. B* **231(4)**, 539
- Collaboration DONUT : 2001, *Phys. Lett. B* **513**, 23
- Collaboration L3 : 1989, *Phys. Lett. B* **231(4)**, 509
- Collaboration MARKII : 1989, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 724
- Collaboration OPAL : 1989, *Phys. Lett. B* **231(4)**, 530
- Collaboration SNO : 2000, *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., Sect. A* **449**, 172
- Conforto, G., Barone, M., et Grimani, C. : 1999, *Phys. Lett. B* **447**, 122
- Cowan, C. L., Reines, F., Harrison, F. B., Kruse, H. W., et McGuire, A. D. : 1956, *Science* **124**, 103
- Cribier, M. : 1999, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **87**, 195
- Danby, G. et al. : 1962, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36
- Daum, K. et al. : 1995, *Z. Phys., C* **66**, 417
- Davis, R. : 1964, *Phys. Rev. Lett.* **12(11)**, 303

- Davis, R. : 1996, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **48**, 284
- Davis, R., Harmer, D., et Hoffman, K. : 1968, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205
- Eitel, K. et al. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 191
- Evans, R. D. : 1955, *The Atomic Nucleus*, Mc Graw-Hill
- Fukuda, S. et al. : 2000, *Phys. Rev. Lett.* **85(19)**, 3999
- Fukuda, Y. et al. : 1996, *Phys. Rev. Lett.* **77(9)**, 1683
- Gaisser, T. K. : 1999, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **77**, 133
- Gavrin, V. N. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 36
- Giomataris, Y., Rebourgeard, P., Robert, J. P., et Charpak, G. : 1996, *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., Sect. A* **376**, 29
- Glashow, S., Iliopoulos, J., et Maiani, L. : 1970, *Phys. Rev. D* **2**, 1285
- Glashow, S. L. : 1961, *Nucl. Phys.* **22**, 579
- Goldhaber, M., Grodzins, L., et Sunyar, A. W. : 1958, *Phys. Rev.* **109**, 1015
- Gonzalez-Garcia, M. C., Maltoni, M., et Peña-Garay, C. : 2001a, *Update on Solar and Atmospheric Four-Neutrino Oscillations*, hep-ph/0108073
- Gonzalez-Garcia, M. C., Maltoni, M., Peña-Garay, C., et Valle, J. W. F. : 2001b, *Phys. Rev. D* **63**, 033005
- Hamilton, J. C. : 1999, *Recherche automatisée de supernovæ à des distances intermédiaires et analyse photométrique de leurs courbes de lumières*, Ph.D. thesis, Université Paris XI, PCC 99 T1
- Highland, V. L. : 1975, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res.* **129**, 497
- Hirata, K. S. et al. : 1988, *Phys. Rev. D* **38(2)**, 448
- Hirata, K. S. et al. : 1991a, *Phys. Rev. D* **44(8)**, 2241
- Hirata, K. S. et al. : 1991b, *Phys. Rev. Lett.* **66(1)**, 9
- Inoue, K. : 1997, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **59**, 267
- Jarlskog, C. : 1992, in *Le Neutrino et ses Mystères*, École de GIF, IN2P3, Tome 1
- Kajita, T. et al. : 1998, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **77**, 123
- Kajita, T. et al. : 2000, in *NOW2000*, Proceedings of NOW2000 Workshop, Conca Specchiulla, Italy.
- Kayser, B. : 1985, *Comments Nucl. Part. Phys.* **14(2)**, 69
- Knoll, G. F. : 1989, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, 2nd edition
- Kobayashi, M. et Maskawa, T. : 1973, *Prog. Theor. Phys. Japan* **49**, 652
- Kolb, E. W., Turner, M. S., et Walker, T. P. : 1986, *Phys. Lett. B* **175(4)**, 478
- Kuzmin, V. A. : 1966, *Sov. Phys. - JETP* **22**, 1050

- Leo, W. R. : 1987, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag
- Lobashev, V. M. et al. : 1999, *Phys. Lett. B* **460**, 227, Collaboration Troistk
- Ludovici, L. et al. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 177
- Majorana, E. : 1937, *Nuovo Cimento* **14**, 171
- Maki, Z., Nakagawa, M., et Sakata, S. : 1962, *Prog. Theor. Phys.* **28**, 870
- McDonald, A. B. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 21, Collaboration SNO
- Mezzetto, M. et al. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 191
- Mikheyev, S. P. et Smirnov, A. Y. : 1986, *Nuovo Cimento C* **9**, 17
- Mills, G. et al. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 198
- Parke, S. J. : 1986, *Phys. Rev. Lett.* **57(10)**, 1275
- Patzak, T. : 1998, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **66**, 350
- Peebles, P. J. E. : 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey
- Perkins, D. H. : 1982, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 2^{ieme} edition
- Perl, M. L. et al. : 1975, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489
- Piepke, A. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 58, Collaboration KamLAND
- Pontecorvo, B. : 1946, *Chalk River Report PD - 205*, <http://pontecorvo.jinr.ru/work.html>
- Pontecorvo, B. : 1958, *JETP* **34**, 247
- Pontecorvo, B. : 1967, *Zh. Ehksp. Teor. Fiz.* **53**, 1717
- Raghavan, R. S. : 1997, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3618
- Ranucci, G. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 58, Collaboration Borexino
- Reines, F. et Cowan, C. L. : 1953, *Phys. Rev.* **90**, 492
- Richard, O. et Vauclair, S. : 1997, *Astron. Astrophys.* **322**, 671
- Richard, O., Vauclair, S., Charbonnel, C., et Dziembowski, W. A. : 1996, *Astron. Astrophys.* **312**, 1000
- Rossi, B. et Greisen, K. : 1941, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 240
- Sakata, S. et Inouë, T. : 1946, *Prog. Theor. Phys.* **1**, 143
- Salam, A. : 1968, *Elementary Particle Theory*, Almquist and Wiksells, Stockholm
- Smy, M. B. : 2001, *Solar Neutrino Results from Super-Kamiokande*, hep-ex/0106064
- Sobel, H. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 127, Collaboration Super-K
- Strolin, P. : 2000, <http://opera.web.cern.ch/opera/doctab.html>, Presentation to the SPSC and LNGSC

- Strumia, A. : 1999, *JHEP* **9904**, 026
- Suzuki, Y. : 1994, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **35**, 273
- Suzuki, Y. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 29
- 't Hooft, G. : 1971, *Phys. Lett. B* **37(2)**, 195
- Vignaud, D. : 2001, *World Scientific*, Submitted
- Voloshin, M. B., Vysotskiĭ, M. I., et Okun', L. B. : 1986, *Sov. Phys. - JETP* **64**, 446
- Walther, G. : 1999, *Astrophys. J.* **513**, 990
- Weinberg, S. : 1967, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264
- Weinheimer, C. et al. : 1999, *Phys. Lett. B* **460**, 219, Collaboration Mainz
- Winter, K. (ed.) : 1991, *Neutrino physics*, Cambridge University Press
- Wojcicki, S. G. : 2001, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 21, Collaboration MINOS
- Wolfenstein, L. : 1978, *Phys. Rev. D* **17**, 2369
- Yamaguchi, Y. : 1960, *Prog. Theor. Phys.* **23**, 1117

ACRONYMES

Acronymes

ALEPH Apparatus for LEP PHysics

(Mini)BOONE (Mini) BOOster Neutrino Experiment

CDF Collider Detector at fermilab

CHORUS Cern Hybrid Oscillation Research apparatUS

CKM Cabbibo - Kobayashi - Maskawa

CC Courant Chargé

CN Courant Neutre

CNGS CERN to Gran Sasso

DELPHI DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

DONUT Direct Observation of the NU Tau

GALLEX GALLium EXperiment

GENIUS GERmanium liquid NITrogen Underground Study

GIM Glashow - Iliopoulos - Maiani

HELLAZ HELium at Liquid AZzote temperature

IMB Irvine, Michigan, Brookhaven

KamLAND Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector

K2K Kek to (2) superKamiokande

KamiokaNDE Kamioka Nucleon Decay Experiment

KARMEN KARlsruhe Rutherford interMediate Energy Neutrino

KG Klein - Gordon

KM Kamiokande

LBL Long Base Line

LENS Low Energy Neutrino Spectroscopy

LMA Large Mixing Angle

LOW LOW mass

LSND Liquid Scintillator Neutrino Detector

MACRO Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

MICROMEGAS MICRO-MESh-GASEous Structure

MINOS Main Injector Neutrino Oscillation Search

MNS Maki - Nakagawa - Sakata

MSPP Modèle Standard de la Physique des Particules

MSW Mikheyev - Smirnov - Wolfenstein

MUNU moment magnétique du neutrino (μ_ν)
mwe meter water equivalent
NGS Neutrinos to Gran Sasso
NOMAD Neutrino Oscillation MAgnetic Detector
NuMI Neutrinos at the Main Injector
NUSEX NUcleon Stability EXperiment
OPAL Omni Purpose Apparatus FOR LEP
OPERA Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus
PM Photomultiplicateur
pp Neutrino produit lors de la fusion de deux protons dans le Soleil
QCD Quantum ChromoDynamics
QED Quantum ElectroDynamics
RSFP Resonant Spin - Flavor Precession
SAGE (Soviet) russian American Gallium Experiment
SBL Short Base Line
SK SuperKamiokande
SMA Small Mixing Angle
SNO Sudbury Neutrino Observatory
SNU Solar Neutrino Unit
SSM Standard Solar Model
VAC VACcum