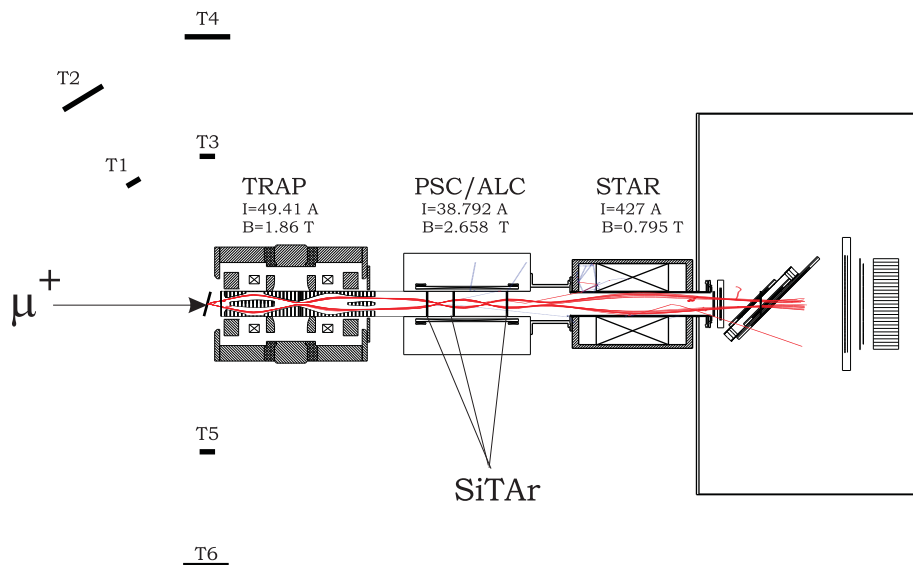




L'expérience *MELPOMENE*

Une nouvelle approche à la polarimétrie des positrons dans la désintégration des muons



Superviseur

René Prieels

Membres du jury

Jean-Pierre Antoine,
Jules Deutsch,
Johny Egger,
Wulf Fetscher,
Jan Govaerts,
Ghislain Grégoire,
Oscar Naviliat-Cunci

Dissertation présentée par
Pierre Van Hove
en vue de l'obtention
du grade de Docteur en Sciences

le 21 décembre 2000

Six années de doctorat, six années d'expérience, six années d'étroite collaboration... avec des instants d'euphorie lorsqu'un déclic survenait (Eureka!) suivis, presque inlassablement, par des moments de doutes où tout était remis en question (Melpomène!). Ah! Quelle étrange chose ... que d'avoir affaire aux muons...

Durant ces six années, le professeur René Prieels, mon promoteur, fut toujours d'une aide constante et ô combien précieuse. Je tenais à le remercier pour sa disponibilité et cette merveilleuse collaboration, efficace et amicale, qui nous a liés.

Je remercie également celui qui m'a proposé ce sujet passionnant, le professeur Jan Govaerts. Merci pour l'appui théorique qu'il m'a apporté et pour toutes ces discussions enrichissantes qui ont ponctué mon cheminement.

Merci aussi au professeur Jules Deutsch qui même dans les moments difficiles était d'un optimisme à toute épreuve et qui par son esprit critique et son entêtement m'a poussé à aller plus loin, toujours plus loin.

Et puis, qu'aurions nous été sans les spécialistes de la logistique et de l'électronique, Bernard de Callatay et Luc Bonnet? Sans nos fêrus d'informatique, Alain Ninane et Fabien Boldrin? Sans les chevilles ouvrières de l'atelier de mécanique, Willy Binon, Pierre Nemegeer, Dominique Duysen, Paul Noël, Dominique Hougardy et Jean-Marc Delforge? Merci à tous pour votre disponibilité, votre patience et vos réalisations.

Aussi, tout au long de ces années, les liens avec nos partenaires étrangers se sont renforcés : merci aux docteurs Johnny Egger et Leopold Simons (PSI), aux professeurs Oscar Naviliat (LPC) et Wulf Fetscher (ETH) ainsi qu'à Bruno Leoni et Manfred Werner pour leur collaboration riche et active.

Et puis, il y a les collègues ou simplement les amis, Paul Knowles, Xavier Morelle, Kim Bernier, Vincent Wiaux, Jean-Sébastien Graulich, Juan Cabrera Jamouille et les autres. Merci pour tous ces moments où nous avons révolutionné la physique et le monde... autour d'une table, à la cafétéria.

Enfin, je voudrais remercier mes proches qui m'ont soutenu, m'ont supporté et m'ont aidé à parcourir ce chemin ; merci à mes parents, à mon épouse et à ma petite fille dont les sourires furent salvateurs dans mes moments de doutes.

A tous, merci...

Table des matières

Introduction	3
1 Considérations théoriques	7
1.1 Discussions autour du Modèle Standard	7
1.2 Désintégration du muon positif polarisé	10
1.2.1 Définition des paramètres de Michel	10
1.2.2 Polarisation longitudinale et distribution des positrons . .	11
1.2.3 Ambition de la mesure et précisions requises	14
1.3 Impact de la mesure	16
1.4 Conclusion	17
2 Dispositif expérimental	19
3 Faisceau de muons et cible d'arrêt	23
3.1 Polarisation des muons	24
3.1.1 Détermination du paramètre α	26
3.1.2 Mesure et résultat	26
3.2 Dépolarisation et séparation des positrons	30
4 Spectrométrie	35
4.1 Spectrométrie passive	35
4.1.1 Champs magnétiques dans POISSON	36
4.1.2 Forces sur PSC/ALC	40
4.1.3 Obstacles et transmission	41
4.2 SiTAr	48
4.2.1 Description technique	48
4.2.2 Méthode	55
4.2.3 Simulation	58
5 Polarimétrie	65
5.1 Résumé de la méthode	65
5.2 Feuilles de Vacoflux	66
5.3 Chambres à fils 1 à 4	68

2 TABLE DES MATIÈRES

5.4	Hodoscope et chambre à fils 5	68
5.5	Calorimètre	69
5.6	Disposition géométrique des éléments du polarimètre	69
5.7	Simulation	70
5.8	Statistique requise	72
6	Tests	75
6.1	Positions des éléments du dispositif	75
6.2	Electronique et logique de déclenchement	76
6.3	SiTAr	78
6.3.1	Méthode d'analyse	78
6.3.2	Résultats	79
6.4	Polarimètre	88
6.4.1	Méthode d'analyse	89
6.4.2	Résultats	92
6.5	Statistique	96
7	Effets systématiques	99
7.1	Normalisation	99
7.2	SiTAr	100
7.3	Polarimètre	101
7.3.1	Dépendance spatiale	101
7.3.2	Dépendance en fonction du taux	101
7.4	Conclusion	103
	Conclusions	105
A	Réglage du faisceau	109
A.1	Octobre 95	110
A.2	Octobre 97	111
B	Résolution de l'ambiguïté de reconstruction de la quantité de mouvement	113
C	Géométrie des obstacles	115
D	Contrainte indirecte sur ξ''	121
E	Description de SiTAr	123

Introduction

Depuis sa création, le Modèle Standard règne sur la physique des particules. L'accord entre les mesures et les prédictions de ce modèle est tel que si quelques mesures présentent un désaccord, elles sont examinées avec intérêt, mais aussitôt avec suspicion. Effectivement, par le passé, la plupart des écarts observés ont pu être résolus par la correction des résultats expérimentaux ou des calculs théoriques. Pourtant, malgré l'excellence du M.S. dans ses prédictions, certains indices — dont entre autres l'inadéquation du M.S. avec la gravitation, le problème de la hiérarchie des masses et l'annulation inexplicée mais indispensable des anomalies de jauge — montrent que le M.S. n'est probablement qu'un modèle effectif à basse énergie d'une théorie plus générale qui s'en différencie à haute énergie. Dès lors, la recherche de cette théorie plus générale est lancée.

Au niveau expérimental, cette recherche consiste à tenter d'observer les déviations prévues entre le M.S. et les théories proposées. Cependant, devant la multitude des théories proposées, une approche phénoménologique prend son sens. Ainsi, la description de la désintégration du muon en termes des paramètres de Michel[26]($\rho, \xi'', \xi', \xi, \delta, \eta, \eta'', \alpha'/A$ et β'/A) se réduit à celle du M.S. pour des valeurs spécifiques des paramètres ($\rho = \delta = 3/4, \xi'' = \xi' = \xi = 1$ et $\eta = \eta'' = \alpha'/A = \beta'/A = 0$), mais permet d'envisager la majorité des généralisations du M.S. lorsqu'on laisse les paramètres libres. Tous ces paramètres sont aujourd'hui contraints avec une précision de l'ordre du pour-cent, excepté le paramètre ξ'' qui n'est mesuré qu'avec une précision d'environ 30% grâce à la limite sur la combinaison des paramètres de Michel $f = \frac{\xi''}{\xi\xi'} - 1$ donnée par Burkard *et al.*[4] ($f = 0.350 \pm 0.360$; (90% *C.L.*)).

C'est dans ce cadre que nous avons développé l'expérience *MELPOMENE* (“**ME**asurement **L**ongitudinal **P**olarisation of positrons in **M**uon decay at **EN**d point **E**nergy”) qui consiste à mesurer la polarisation longitudinale relative des positrons émis dans la désintégration de muons polarisés et dépolarisés. Grâce à cette mesure, nous pensons pouvoir améliorer la précision sur le paramètre f d'un facteur 30 à 40, c'est-à-dire jusqu'à une valeur de $\sigma_f = 0.005$. Pour obtenir une telle précision, l'expérience nécessite un faisceau de muons de haute intensité, de polarisation élevée et de contamination faible, une cible permettant la dépoliarisation des muons dans un champ magnétique de 0.1 tesla, un spec-

tromètre d'une résolution d'environ 2%($FWHM$) et un polarimètre de pouvoir d'analyse et de luminosité maximaux.

De nombreux tests ont été réalisés pour obtenir un dispositif permettant d'atteindre l'objectif de précision fixé. Nous avons optimisé et comparé deux faisceaux de muons de l'Institut Paul Scherrer (PSI) aussi bien du point de vue de l'intensité que de la polarisation. Nous avons également comparé trois méthodes de polarimétrie. L'une est basée sur la formation et la désintégration de positronium dans une poudre de MGO en présence de champ magnétique[34] ; les deux autres utilisent les processus de diffusion Bhabha et d'annihilation en vol sur des électrons polarisés. Ces deux dernières méthodes différaient uniquement par la technique utilisée pour réaliser la polarisation des électrons. L'une d'elle (celle que nous avons sélectionnée) utilise des feuilles de Vacoflux magnétisées parallèlement à leur surface alors que l'autre utilise des aimants permanents ($Nd_2Fe_{14}B$) de 1.5 mm d'épaisseur et d'une surface de $29 \times 29 \text{ mm}^2$ présentant un champ magnétique perpendiculaire à leur surface. Ces différents tests ne seront pas présentés ici. En ce qui concerne les tests de polarimétrie, le lecteur intéressé pourra s'en référer à la thèse de Moustafa Hadri[16]. Nous nous concentrerons ici sur la description des caractéristiques du dispositif final et sur la motivation.

Ainsi, dans le premier chapitre, nous présentons brièvement le M.S. et quelques indices qui permettent de prévoir qu'il doit être généralisé à haute énergie. Ensuite, nous introduisons la description de la désintégration du muon en terme d'un hamiltonien effectif caractérisé par des champs de chiralité définie et une interaction ponctuelle à quatre fermions [32, 28], nous réalisons le lien entre les constantes de couplages de cet hamiltonien et les paramètres de Michel et nous exprimons les observables de notre expérience en termes de ces paramètres. Ceci nous permet alors de déterminer la sensibilité de l'expérience au paramètre f en fonction des caractéristiques de notre dispositif expérimental. Finalement, nous discutons de l'impact de l'amélioration de la précision sur le paramètre f et montrons que, pour la première fois, la précision sur ce paramètre permettra de contraindre les extensions du M.S..

Dans le deuxième chapitre, une vue globale du dispositif expérimental est donnée en évoquant rapidement le rôle de chacun de ses éléments. Les chapitres 3, 4 et 5 discutent ensuite plus profondément chacune de ces parties.

Le chapitre 3 aborde les problèmes du faisceau de muons, de sa contamination en positrons et de la technique de dépolarisation des muons en présence d'un champ magnétique de 0.1 T qui tend à maintenir leur polarisation. Toutes les mesures réalisées ne seront pas présentées ; seules celles effectuées avec la ligne de faisceau $\pi E3$, choisie pour son intensité et la polarisation des muons, le seront. Pour ces mesures, le dispositif expérimental, l'analyse, les simulations réalisées et les résultats sont discutés. La mesure de la polarisation a été réalisée grâce à la méthode de Hanle[30] : les muons sont arrêtés dans une cible d'aluminium, qui maintient leur polarisation, et un champ magnétique perpendiculaire à la direction d'incidence du muon en fait précesser le spin. La mesure, en fonction

de la valeur du champ magnétique, de l'asymétrie entre les taux de positrons observés par deux télescopes placés de part et d'autre de la cible d'arrêt des muons permet alors de déduire la polarisation des muons. Le lien entre l'asymétrie et la polarisation des muons est cependant lié au dispositif expérimental. Nous présentons donc également les résultats des simulations réalisées pour déterminer cette relation.

Le quatrième chapitre concerne le développement du spectromètre. Il est développé en deux parties. La première partie présente la spectrométrie passive qui a pour but de limiter le taux de positrons dans les détecteurs et de focaliser les positrons sélectionnés sur le polarimètre. Pour la réalisation de ce spectromètre passif, nous avons calculé les cartes de champs de divers solénoïdes en fonction du courant d'induction à partir de leur description technique. Ensuite, afin d'optimiser la sélection des positrons, nous avons simulé, pour divers arrangements des solénoïdes et de leur courant d'induction, les trajectoires des positrons dans ces champs magnétiques. Ceci nous a permis de déterminer un assemblage optimal constitué de trois solénoïdes (TRAP, PSC/ALC et STAR) et présentant une fenêtre de transmission des positrons entre 48 MeV/c et 53 MeV/c. Nous décrivons dans ce chapitre les caractéristiques de cet assemblage optimal ainsi que les méthodes de simulation utilisées. En outre, deux problèmes techniques ont dû être traités. Il s'agit, d'une part, des forces engendrées sur les bobines du solénoïde PSC/ALC par la présence des deux autres solénoïdes qui peuvent dans certaines situations dépasser la limite de résistance du système d'attache de ces bobines et, d'autre part, du champ de fuite de ce même solénoïde (PSC/ALC) dans la région des photomultiplicateurs des détecteurs du polarimètre. Ces deux problèmes ont été résolus et la solution est présentée dans ce chapitre.

La seconde partie de ce chapitre concerne le développement et la discussion de SiTAr. SiTAr est un assemblage de trois plans de détecteurs silicium permettant la reconstruction de la trajectoire des positrons dans un champ magnétique homogène, et, de cette façon, permettant aussi la reconstruction de la quantité de mouvement des positrons. Nous en avons imaginé le concept, simulé les caractéristiques, effectué la réalisation complète et testé l'efficacité. Les détails techniques du détecteur seront présentés en annexe (Annexe E) et nous discuterons dans le chapitre 4 des simulations effectuées pour déterminer les caractéristiques de ce spectromètre.

Le chapitre 5 concerne la polarimétrie ainsi que la réalisation et la simulation du polarimètre. La méthode choisie utilise l'asymétrie des réactions d'annihilation en vol et de diffusion Bhabha en fonction de l'orientation relative des spins du positron incident et de l'électron cible. Les électrons sont polarisés dans deux feuilles de Vacoflux de magnétisations opposées et un système de chambres à fils, de scintillateurs et de calorimètre modulaire permet de déterminer le type de processus réalisé par le positron lors de sa traversée de chacune des feuilles, ainsi que la feuille et l'endroit de la feuille où ce processus s'est produit. Les simulations qui ont mené à la réalisation du polarimètre et à la caractérisation de

celui-ci ont été effectuées par Johny Egger et Xavier Morelle¹. Ils ont également construit les détecteurs nécessaires et le système d'aimantation des feuilles de Vacoflux. De notre côté, nous avons mis au point l'électronique et le programme d'acquisition ainsi que les préamplificateurs des chambres à fils. Dans ce cinquième chapitre, nous présentons la description du dispositif mis au point, la méthode utilisée et les caractéristiques attendues du polarimètre. Le chapitre se termine ensuite sur l'évaluation de la statistique nécessaire pour atteindre l'objectif de précision que nous nous sommes fixé en fonction des caractéristiques du spectromètre et du polarimètre.

Après les descriptions du dispositif expérimental, de son développement, de ses caractéristiques et des simulations réalisées, nous en viendrons aux tests expérimentaux du dispositif dans sa version finale. Deux tests ont été réalisés avec le dispositif presque complet. Dans le premier de ces tests (mars 1999), le polarimètre manquait totalement et avait été remplacé par un simple calorimètre. Dans le second test (novembre 1999), tous les éléments étaient en place, mais certains détecteurs étaient légèrement défectueux. La description de ces deux tests et leur analyse sont présentées dans le chapitre 6. Dans un premier temps, nous y décrivons l'emplacement précis de chaque partie du dispositif ainsi que la logique de déclenchement utilisée. Ensuite, les résultats des tests sont expliqués en deux parties. L'une concerne SiTAr ; l'autre, le polarimètre. Chacune de ces parties décrit la méthode d'analyse utilisée, les résultats obtenus et leur comparaison aux résultats prévus par les simulations. Enfin, le temps de mesure requis pour atteindre la précision voulue est déterminé en tenant compte du temps mort, du facteur EnF mesuré expérimentalement et des caractéristiques du polarimètre.

Pour finir, dans le chapitre 7, une liste des effets systématiques possibles est dressée. Chacun de ces effets est traité et son impact éventuel sur la mesure est discuté.

1. Xavier Morelle et Johny Egger sont deux collaborateurs attachés au P.S.I.

Chapitre 1

Considérations théoriques

1.1 Discussions autour du Modèle Standard

Le Modèle Standard(M.S.), construit dans le cadre de l'invariance sous le groupe de Lorentz propre avec les représentations de chiralité pour les particules de spin $1/2$, est basé sur le choix d'un groupe de symétries locales $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, sur le choix de la représentation de ce groupe sous laquelle chacune des composantes de chiralité gauche et droite des quarks et leptons se transforme (tableau 1.1) et, enfin, sur le mécanisme de Higgs à l'aide d'un doublet de $SU(2)_L$. Celui-ci, en brisant le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en le sous-groupe $U(1)_{em}$ associé aux interactions électromagnétiques, permet de générer les masses des bosons de jauge, des quarks et des leptons[13] tout en maintenant le caractère renormalisable du modèle.

Ces choix reflètent des observations expérimentales. L'observation de la violation maximale de la parité dans les interactions électrofaibles mène au postulat que seules les composantes de chiralité gauche des fermions sont doublets de $SU(2)$. La faible limite supérieure sur la masse des neutrinos conjuguée à l'observation de la conservation des nombres leptoniques électroniques, muoniques et tauïques permet ensuite d'utiliser l'hypothèse de l'inexistence des neutrinos de chiralité droite.

Ainsi construit, le M.S. se trouve en parfait accord avec les résultats expérimentaux¹. Il n'en reste pas moins que chacune de ces observations est sujette aux erreurs statistiques et que dès lors les postulats utilisés et basés sur ces observations peuvent être approximatifs. Par ailleurs, d'un point de vue théorique, certains éléments portent à réflexion :

1. les différentes masses des particules sont générées à partir d'un seul pro-

1. L'annonce par Super-Kamiokande[11, 10] d'une preuve indirecte d'oscillations de neutrinos reste compatible avec le M.S. moyennant, par exemple, l'ajout de neutrinos droitiers stériles.

	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	
L'_L	$(1, 2, -1)$	$\begin{pmatrix} \nu'_{eL} \\ e'_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu'_{\mu L} \\ \mu'_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu'_{\tau L} \\ \tau'_L \end{pmatrix}$
E'_R	$(1, 1, -2)$	$e'_R \quad \mu'_R \quad \tau'_R$
Q'_L	$(3, 2, 1/3)$	$\begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c'_L \\ s'_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t'_L \\ b'_L \end{pmatrix}$
U'_R	$(3, 1, 4/3)$	$u'_R \quad c'_R \quad t'_R$
D'_R	$(3, 1, -2/3)$	$d'_R \quad s'_R \quad b'_R$

Tableau 1.1 – Représentations des trois générations des quarks et leptons dans le Modèle Standard. Les (') indiquent qu'il s'agit ici des états propres de l'interaction faible par opposition aux états propres de masse.

cessus via une multitude de constantes de couplage très différentes entre elles et inexplicées ;

2. ces mêmes masses sont générées sans faire intervenir la gravitation alors qu'expérimentalement, on constate que la masse inertielle est identique à la masse gravitationnelle ;
3. les anomalies de jauge et gravitationnelles s'annulent toutes pour chaque génération de quarks et de leptons séparément, mais au sein de chaque génération, certaines de ces anomalies ne s'annulent que lorsque les contributions des quarks et des leptons sont combinées bien que les représentations des trois générations de quarks et leptons aient été choisies uniquement sur base expérimentale².

Ces éléments indiquent que le M.S. n'est pas complet et en particulier, en raison du dernier élément, qu'il doit exister une relation profonde entre les nombres quantiques des quarks et des leptons.

D'un point de vue théorique, il est essentiel de se concentrer sur ces indices en vue de l'obtention d'une nouvelle théorie élégante et plus complète ; à ce jour, plusieurs théories sont en compétition, mais aucune ne fait l'unanimité auprès de la communauté scientifique en l'absence du guide de l'expérience.

2. Ceci reste vrai si on ajoute des neutrinos droitiers : N'_R $(1, 1, 0)$ ν'_{eR} $\nu'_{\mu R}$ $\nu'_{\tau R}$ ce qui permettrait de donner une masse aux neutrinos et d'avoir des phénomènes d'oscillations de neutrinos ; ce dernier point pouvant induire une non-conservation des nombres leptoniques électroniques, muoniques et tauïques.

D'un point de vue expérimental, chacune des théories en compétition doit être testée mais, il est également intéressant de travailler dans un cadre phénoménologique général présentant un minimum de contraintes.

Dans cette optique, nous allons travailler sur base d'un hamiltonien effectif caractérisé par des champs de chiralité définie et une interaction ponctuelle à quatre fermions [32, 28]. L'élément de matrice pour la désintégration du muon, faisant l'objet de notre expérience, peut s'écrire[12, 9]

$$\mathcal{M} = 4 \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\substack{\gamma=S,V,T \\ \epsilon,\mu=R,L}} g_{\epsilon\mu}^{\gamma} \langle \bar{e}_{\epsilon} | \Gamma^{\gamma} | (\nu_e)_n \rangle \langle (\bar{\nu}_{\mu})_m | \Gamma_{\gamma} | \mu_{\mu} \rangle \quad (1.1)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, γ est l'indice spécifiant le type d'interaction (scalaire, vectorielle ou tensorielle). Les indices ϵ et μ indiquent la chiralité des spineurs des leptons chargés tandis que la chiralité des spineurs ν_e et $\bar{\nu}_{\mu}$ est indiquée par les indices n et m qui sont univoquement déterminés par les chiralités des leptons chargés et le type d'interaction. Les constantes de couplage $g_{\epsilon\mu}^{\gamma}$ ont une interprétation physique simple : $n_{\gamma} |g_{\epsilon\mu}^{\gamma}|^2$ est la probabilité relative pour qu'un muon de chiralité μ se désintègre en un électron de chiralité ϵ par l'interaction Γ^{γ} . Les facteurs $n_S = 1/4$, $n_V = 1$ et $n_T = 3$ tiennent compte de la normalisation.

Le M.S. correspond au cas où ($g_{LL}^V = 1$) et où toutes les autres constantes de couplage sont nulles avec l'approximation supplémentaire que l'on ignore les contributions dues au higgs neutre et que les moments de transfert impliqués sont considérablement plus faibles que les masses des bosons de jauge ; ceci dans le régime d'énergie qui nous intéresse, correspond à une approximation de l'ordre de $(E/m_W)^2 \approx (m_{\mu}/m_W)^2 \approx 10^{-6}$.

La présence des constantes de couplages différentes de g_{LL}^V permet certaines variations. L'invariance sous les transformations de Lorentz propres est toujours imposée, mais la conservation ou la violation des symétries discrètes (invariance sous la parité "P", le renversement du temps "T" et la conjugaison de charge "C") devient libre, mise à part la conservation de la combinaison des symétries "CPT".

Plus spécifiquement, chacune de ces symétries discrètes impose des contraintes sur les constantes de couplage :

1. l'invariance sous le renversement de l'espace requiert

$$g_{RL}^{\gamma} = g_{LR}^{\gamma}, \quad g_{RR}^{\gamma} = g_{LL}^{\gamma}, \quad (1.2)$$

2. l'invariance sous le renversement du temps requiert à une phase globale près

$$g_{RL}^{\gamma} = (g_{RL}^{\gamma})^*, \quad g_{LR}^{\gamma} = (g_{LR}^{\gamma})^*, \quad g_{RR}^{\gamma} = (g_{RR}^{\gamma})^*, \quad g_{LL}^{\gamma} = (g_{LL}^{\gamma})^* \quad (1.3)$$

(ce qui revient à dire que toutes les constantes de couplage doivent avoir la même phase et sont donc réelles à toutes fins pratiques),

3. l'invariance sous la conjugaison de charge requiert à une phase globale près

$$g_{RL}^{\gamma} = (g_{LR}^{\gamma})^*, \quad g_{RR}^{\gamma} = (g_{LL}^{\gamma})^*. \quad (1.4)$$

Après cette discussion sur les caractéristiques du modèle, nous allons maintenant exprimer les observables en termes des constantes de couplage qui apparaissent dans l'élément de matrice (1.1).

1.2 Désintégration du muon positif polarisé

1.2.1 Définition des paramètres de Michel

A partir de la matrice d'interaction (1.1) et de ses constantes de couplage, on peut calculer la distribution angulaire de désintégration du muon polarisé ainsi que la polarisation de l'électron émis[9]. Pour cela, on définit deux nouveaux ensembles de variables afin de simplifier l'écriture des expressions finales. Ainsi, les paramètres $(a, a', \alpha, \alpha', b, b', \beta, \beta', c \text{ et } c')$ définis par Kinoshita et Sirlin [21] sont exprimés en termes des constantes de couplage comme suit :

$$a = 16(|g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2) + |g_{RL}^S + 6g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^S + 6g_{LR}^T|^2, \quad (1.5a)$$

$$a' = 16(|g_{RL}^V|^2 - |g_{LR}^V|^2) + |g_{RL}^S + 6g_{RL}^T|^2 - |g_{LR}^S + 6g_{LR}^T|^2, \quad (1.5b)$$

$$\alpha = 8\Re\{g_{LR}^V(g_{RL}^{S*} + 6g_{RL}^{T*}) + g_{RL}^V(g_{LR}^{S*} + 6g_{LR}^{T*})\}, \quad (1.5c)$$

$$\alpha' = 8\Im\{g_{LR}^V(g_{RL}^{S*} + 6g_{RL}^{T*}) - g_{RL}^V(g_{LR}^{S*} + 6g_{LR}^{T*})\}, \quad (1.5d)$$

$$b = 4(|g_{RR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2) + |g_{RR}^S|^2 + |g_{LL}^S|^2, \quad (1.5e)$$

$$b' = 4(|g_{RR}^V|^2 - |g_{LL}^V|^2) + |g_{RR}^S|^2 - |g_{LL}^S|^2, \quad (1.5f)$$

$$\beta = -4\Re\{g_{RR}^V g_{LL}^{S*} + g_{LL}^V g_{RR}^{S*}\}, \quad (1.5g)$$

$$\beta' = 4\Im\{g_{RR}^V g_{LL}^{S*} - g_{LL}^V g_{RR}^{S*}\}, \quad (1.5h)$$

$$c = \frac{1}{2}\{|g_{RL}^S - 2g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^S - 2g_{LR}^T|^2\}, \quad (1.5i)$$

$$c' = \frac{1}{2}\{|g_{RL}^S - 2g_{RL}^T|^2 - |g_{LR}^S - 2g_{LR}^T|^2\}. \quad (1.5j)$$

Les paramètres de Michel[26]($\rho, \xi'', \xi', \xi, \delta, \eta, \eta'', \alpha'/A$ et β'/A) sont exprimés en termes des paramètres définis ci-dessus :

$$\rho = \frac{1}{A}(3b + 6c) \quad (1.6a) \quad \xi' = -\frac{1}{A}(a' + 4b' + 6c') \quad (1.6e)$$

$$\xi'' = \frac{1}{A}(3a + 4b - 14c) \quad (1.6b) \quad \eta = \frac{1}{A}(\alpha - 2\beta) \quad (1.6f)$$

$$\xi = -\frac{1}{A}(3a' + 4b' - 14c') \quad (1.6c) \quad \eta'' = \frac{1}{A}(3\alpha + 2\beta) \quad (1.6g)$$

$$\xi\delta = \frac{1}{A}(-3b' + 6c') \quad (1.6d) \quad A \equiv a + 4b + 6c = 16 \quad (1.6h)$$

Dans le cadre du M.S., seuls les paramètres b et b' pour le premier ensemble et ρ , ξ'' , ξ' , ξ et δ pour le second ensemble sont différents de zéro avec pour valeurs : $b = -b' = 4$, $\rho = \delta = 3/4$ et $\xi = \xi' = \xi'' = 1$. Les observables de la désintégration du muon s'expriment en général en fonction des paramètres de Michel. Les contraintes expérimentales actuelles sur les paramètres de Michel sont présentées dans le tableau 1.2. Ce tableau présente également les valeurs des paramètres de Michel dans le M.S. ainsi que les valeurs minimales et maximales qu'ils peuvent atteindre[9].

Paramètre de Michel	Valeur minimale	Valeur maximale	Valeur $V - A$	Résultat expérimental $[10^{-3}]$
ρ	0	1	3/4	751.8 ± 2.6
ξ''	-7/3	3	1	650 ± 360
ξ	-3	3	1	1004.5 ± 8.6
δ	$-\infty$	∞	3/4	748.6 ± 3.8
ξ'	-1	1	1	998 ± 45
$\xi\delta/\rho$	-1	1	1	> 996.8
η	-1	1	0	-7 ± 13
η''	-3	3	0	12 ± 16
α'/A	-1	1	0	-0.2 ± 4.3
β'/A	-1/4	1/4	0	1.5 ± 6.3

Tableau 1.2 – Valeurs minimales et maximales, valeurs dans le cadre du Modèle Standard et résultats expérimentaux à 90% C.L.

1.2.2 Polarisation longitudinale et distribution des positrons

Si nous considérons maintenant les observables qui nous intéressent plus particulièrement dans le cadre de notre expérience, à savoir, la distribution d'émission du positron et la dépendance en énergie et en angle de sa polari-

sation longitudinale, nous avons[15]

$$\frac{d^2\Gamma(P_\mu, x, \cos\theta)}{dx d(\cos\theta)} = \mathcal{N}x^2 \{[(3-2x) - \bar{\rho}(4x-3)] + P_\mu \cos\theta\xi [(2x-1) - \bar{\delta}(4x-3)]\} \quad (1.7)$$

et

$$P_L(P_\mu, x, \cos\theta) = \frac{[\xi'(3-2x) - \frac{1}{3}\xi\bar{\delta}(4x-3)] + P_\mu \cos\theta [\xi''(2x-1) - 3\bar{\rho}(4x-3)]}{[(3-2x) - \bar{\rho}(4x-3)] + P_\mu \cos\theta\xi [(2x-1) - \bar{\delta}(4x-3)]} \quad (1.8)$$

où la masse de l'électron et les corrections radiatives ont été négligées et où \mathcal{N} est un facteur de normalisation, θ est l'angle entre le spin du muon et la direction d'émission du positron, x est l'énergie du positron normalisée à l'énergie maximale qu'il peut acquérir

$$x = \frac{E_e}{W_{\mu e}} \quad \text{avec} \quad W_{\mu e} = \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu}, \quad (1.9)$$

et, finalement, $\bar{\rho}$ et $\bar{\delta}$ sont les déviations de ρ et δ par rapport à leur valeur dans le M.S. et sont définis par :

$$\bar{\rho} = 1 - \frac{4}{3}\rho \quad \text{et} \quad \bar{\delta} = 1 - \frac{4}{3}\delta. \quad (1.10)$$

Dans le cas où $\bar{\rho}$ et $\bar{\delta}$ sont nuls (expérimentalement $\bar{\rho} = -0.0024 \pm 0.0021$ (1σ) et $\bar{\delta} = 0.0019 \pm 0.0031$ (1σ)), ces expressions se réduisent à

$$\frac{d^2\Gamma(P_\mu, x, \cos\theta)}{dx d(\cos\theta)} = \mathcal{N}x^2 \{(3-2x) + P_\mu \cos\theta\xi(2x-1)\} \quad (1.11)$$

et

$$P_L(P_\mu x, \cos\theta) = \xi' \left[1 + \frac{P_\mu \cos\theta\xi(2x-1)}{(3-2x) + P_\mu \cos\theta\xi(2x-1)} \left(\frac{\xi''}{\xi\xi'} - 1 \right) \right]. \quad (1.12)$$

Dès lors, toute observation d'une dépendance angulaire de la polarisation longitudinale sera le signe d'une contribution non nulle de la combinaison des paramètres de Michel

$$f \equiv \frac{\xi''}{\xi\xi'} - 1, \quad (1.13)$$

qui s'annule dans le cadre du M.S. De plus, la sensibilité de la mesure de la polarisation longitudinale du positron à "f" sera multipliée par le facteur

$$\frac{P_\mu \cos\theta\xi(2x-1)}{(3-2x) + P_\mu \cos\theta\xi(2x-1)} \quad (1.14)$$

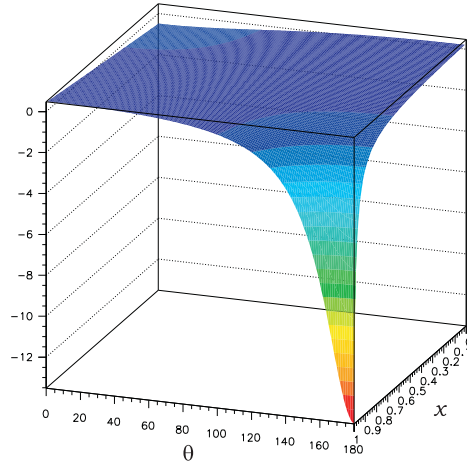


Figure 1.1 – *Facteur de sensibilité pour une polarisation P_μ des muons de 0.95.*

qui croît très rapidement pour des valeurs de x proches de 1, de $\cos \theta$ proches de -1 et de P_μ proches de 1 (voir figure 1.1) et qui s'annule lorsque la polarisation des muons s'annule. Expérimentalement, nous n'avons pas accès aux valeurs exactes de x , $\cos \theta$ et P_μ . Par contre, nous pouvons sélectionner des muons de polarisation élevée (P_μ^*) ou faible (P_μ°) et nous pouvons filtrer en énergie et angle les positrons émis lors de la désintégration des muons à l'aide d'un spectromètre présentant une transmission $\Omega(x, \cos \theta)$ élevée pour $x \approx 1$ et $\cos \theta \approx -1$. Si nous définissons

$$N_0 \equiv \int dx d(\cos \theta) \Omega(x, \cos \theta) x^2 (3 - 2x) , \quad (1.15)$$

$$N_1 \equiv \int dx d(\cos \theta) \Omega(x, \cos \theta) x^2 (2x - 1) \cos \theta , \quad (1.16)$$

et

$$\begin{aligned} N(P_\mu) &\equiv \int dx d(\cos \theta) \Omega(x, \cos \theta) \frac{d^2 \Gamma(P_\mu, x, \cos \theta)}{dx d \cos \theta} \\ &= N_0 + P_\mu \xi N_1 , \end{aligned} \quad (1.17)$$

nous pouvons exprimer le rapport entre la polarisation longitudinale moyenne des positrons transmis par le spectromètre lors de la désintégration de muons hautement polarisés ($\langle P_L(P_\mu^*) \rangle$) et lors de la désintégration de muons peu pola-

risés ($\langle P_L(P_\mu^\circ) \rangle$) de la façon suivante³ :

$$\begin{aligned}
 R &\equiv \frac{\langle P_L(P_\mu^*) \rangle}{\langle P_L(P_\mu^\circ) \rangle} & (1.18) \\
 &= \frac{\xi' \left[1 + P_\mu^* \frac{\xi N_1}{N_o + P_\mu^* \xi N_1} f \right]}{\xi' \left[1 + P_\mu^\circ \frac{\xi N_1}{N_o + P_\mu^\circ \xi N_1} f \right]} \\
 &= 1 + \left(P_\mu^* \frac{\xi N_1}{N_o + P_\mu^* \xi N_1} - P_\mu^\circ \frac{\xi N_1}{N_o + P_\mu^\circ \xi N_1} \right) f + \mathcal{O}(f^2) \\
 &= 1 + EnF \left[1 - \frac{d}{1-d} \left(\frac{EnF}{1-EnF} \right) \right] f + \mathcal{O}(f^2) & (1.19)
 \end{aligned}$$

où

$$EnF \equiv 1 - \frac{N(P_\mu^\circ)}{N(P_\mu^*)} = \frac{(P_\mu^* - P_\mu^\circ) \xi N_1}{N_o + P_\mu^* \xi N_1} \quad (1.20)$$

est le facteur de sensibilité (EnF =Enhancement Factor) qui ne dépend que des transmissions relatives des positrons émis lors de la désintégration des muons polarisés et dépolarisés, et où

$$d \equiv \frac{P_\mu^\circ}{P_\mu^*} \quad (1.21)$$

est le facteur de dépolarisation des muons qui à son tour ne dépend que des polarisations relatives des muons polarisés et des muons non polarisés. De cette façon, la combinaison des paramètres de Michel $f = \frac{\xi''}{\xi \xi'} - 1$, qui s'exprime comme

$$f = \frac{R - 1}{EnF \left[1 - \frac{d}{1-d} \left(\frac{EnF}{1-EnF} \right) \right]} \quad (1.22)$$

ne dépend alors que de mesures relatives : mesures relatives de la transmission (EnF), mesure du rapport des polarisations longitudinales des positrons (R) ainsi que du rapport des polarisations des muons (d).

1.2.3 Ambition de la mesure et précisions requises

La seule mesure directe de la combinaison des paramètres de Michel $f = \frac{\xi''}{\xi \xi'} - 1$ [4, 5] présente une limite de

$$f = -0.35 \pm 0.39 \quad (90\% C.L.). \quad (1.23)$$

Notre ambition est de réduire, grâce à la mesure du rapport des polarisations longitudinales R en fonction de l'énergie des positrons, l'erreur sur le paramètre f jusqu'à

$$\sigma_f = 0.005. \quad (1.24)$$

3. Notons que pour $\theta \sim 180^\circ$ et $x \sim 1$, N_1 est négatif.

Notons toutefois que la précision que nous pouvons obtenir sur le paramètre f par la mesure du rapport des polarisations longitudinales R est limitée par les corrections provenant des termes en $\bar{\rho}$ et $\bar{\delta}$ que nous avons négligés à partir de l'équation (1.11). Si nous utilisons l'équation (59) de la note de Jan Govaerts[15] et les limites expérimentales actuelles sur $\bar{\rho}$ et $\bar{\delta}$, on peut estimer que ces corrections limitent notre précision à environ 1% dans l'état actuel des mesures de ρ et δ . Quant aux corrections radiatives, elles peuvent être négligées. En effet, M.T. Mehr and F. Scheck[25] ont montré que pour $x > 0.5$, elles induisent des corrections inférieures au pour-cent sur la polarisation longitudinale des positrons et que la correction est d'autant plus faible que x est proche de l'unité⁴.

Il importe maintenant d'examiner la précision requise sur chaque mesure afin d'atteindre la précision de 0.5% sur le paramètre f . L'erreur sur f dépend des erreurs sur " EnF ", " R " et " d " de la façon suivante :

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial R}\sigma_R\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial EnF}\sigma_{EnF}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial d}\sigma_d\right)^2} \quad (1.25)$$

où les dérivées partielles sont données par

$$\frac{\partial f}{\partial R} = \frac{1}{EnF \left(1 - \frac{d}{1-d} \left(\frac{EnF}{1-EnF}\right)\right)} \approx \frac{1}{EnF} \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial f}{\partial EnF} = \frac{f}{EnF} \left[1 - d \frac{EnF}{(1-d-EnF)(1-EnF)}\right] \approx \frac{f}{EnF} \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial f}{\partial d} = \frac{f EnF}{(1-d-EnF)(1-d)} \approx f \frac{EnF}{1-EnF} . \quad (1.28)$$

Cela nous conduit donc à

$$\sigma_f \approx \sqrt{\left(\frac{\sigma_R}{EnF}\right)^2 + \left(\frac{f \sigma_{EnF}}{EnF}\right)^2 + \left(\frac{f EnF}{1-EnF}\sigma_d\right)^2} . \quad (1.29)$$

Si on considère la possibilité que f soit non nul, notre expérience pourra démontrer la non nullité de f (à 95% CL) à la condition que

$$\frac{\sigma_f}{f} < \frac{1}{1.96} = 0.51 . \quad (1.30)$$

4. Par contre, les corrections radiatives modifient de façon non négligeable la distribution en énergie et en angle des positrons émis dans la désintégration du muon pour des valeurs de x proches de 1. Dès lors, la dépendance du rapport des polarisations longitudinales en fonction de l'énergie des positrons pourrait ne pas être exactement proportionnelle au facteur de sensibilité. Ceci devrait faire l'objet d'une analyse plus poussée dans le cas où une valeur non nulle de f serait observée.

Nous pouvons dire que les deux derniers termes de l'équation (1.29) sont négligeables s'ils contribuent ensemble pour moins du dixième de l'erreur relative sur f soit, pour EnF ,

$$\frac{\sigma_{EnF}}{EnF} < \frac{0.51}{\sqrt{20}} = 0.11 \quad (1.31)$$

et, pour d ,

$$\sigma_d < 0.11 < \left| \frac{1 - EnF}{EnF} \right| \frac{0.51}{\sqrt{20}}. \quad (1.32)$$

Ces précisions sur la dépolarisation et le facteur de sensibilité seront aisément obtenues puisque, d'une part, la statistique ne manquera pas et que, d'autre part, ces deux termes sont obtenus à partir de mesures relatives et que dès lors, les effets systématiques sont minimisés.

Si par ailleurs, on considère le cas où f tend vers zéro, les deux derniers termes de l'équation (1.29) sont également négligeables de sorte que dans tous les cas, l'erreur sur f est donnée par $\sigma_f \approx \frac{\sigma_R}{EnF}$. De façon équivalente, nous pouvons exprimer l'erreur maximale sur R en fonction de la précision que nous désirons obtenir sur f comme :

$$\sigma_R \approx \sigma_f \cdot EnF. \quad (1.33)$$

Lors du développement du dispositif expérimental, notre effort se portera donc sur la précision de la mesure du rapport des polarisations R , mais également sur l'optimisation du facteur de sensibilité qui permet d'améliorer la précision sur f pour une précision donnée de la mesure sur R .

1.3 Impact de la mesure

En soi, une amélioration aussi importante de la précision expérimentale sur f ($\sigma_f = 0.24 \rightarrow 0.005$) par une mesure directe est intéressante.

Une analyse sommaire réalisée dans le cadre des modèles manifestement symétriques gauche-droite ne permet cependant pas d'en tirer l'intérêt maximal. En effet, dans ce cadre, le paramètre f peut s'exprimer en fonction du rapport des masses des bosons de jauge chargés $\delta_M = \frac{M_1^2}{M_2^2}$ et de la tangente de l'angle de mélange entre le secteur droitier et le secteur gaucher $t = \tan \zeta$ comme[15] :

$$f \approx 4 [2t^2 + \delta_M^2]. \quad (1.34)$$

Dès lors, la précision de 0.5% à un écart type sur le paramètre f se traduit en termes de limites à 95% C.L. sur M_2 et t comme

$$M_2 > 361 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{et} \quad |t| < 0.035, \quad (1.35)$$

limites qui ne peuvent entrer en compétition avec les résultats apportés par CDF[2] et D0[1] sur la masse d'un hypothétique boson de jauge droitier ($M_2 > 720 \text{ GeV}/c^2$), ni avec les limites actuelles sur l'angle de mélange[8].

Par contre, dans le cadre beaucoup moins restreint de l'hamiltonien effectif présenté dans ce chapitre, les limites de CDF et D0 ne peuvent être étendues et nous avons pu prouver (la démonstration se trouve dans l'annexe D) que l'expérience de Jodidio *et al.*[20] et les contraintes actuelles sur $\bar{\rho}$ [7] et $\bar{\delta}$ [3] apportent la contrainte indirecte suivante (à un écart type) sur le paramètre f :

$$f \in [-0.0184, 0.0095] . \quad (1.36)$$

Dès lors notre expérience fournira, pour la première fois, une précision sur le paramètre f susceptible d'entrer en compétition avec les contraintes indirectes apportées par les mesures réalisées sur les autres paramètres de Michel dans la désintégration du muon. Elle permettra ainsi de vérifier la cohérence du modèle et de confirmer ou d'infirmer les contraintes actuelles par une méthode totalement nouvelle et indépendante.

1.4 Conclusion

Le rapport des polarisations longitudinales des positrons émis lors de la désintégration de muons polarisés et dépolarisés est sensible à la combinaison des paramètres de Michel

$$f = \frac{\xi''}{\xi\xi'} - 1 . \quad (1.37)$$

Cette sensibilité est particulièrement importante, grâce au facteur de sensibilité EnF , pour les positrons émis à une énergie proche de l'énergie maximale disponible dans la désintégration du muon. De plus, le facteur EnF varie fortement en fonction de l'énergie du positron émis. La mesure de l'énergie du positron permettra donc d'observer, dans le cas où f s'écarterait de la valeur nulle imposée dans le cadre du M.S., une dépendance du rapport des polarisations en fonction de l'énergie. Cette dépendance est par ailleurs fixée par le facteur EnF (cfr. (1.22)) qui sera directement mesuré en fonction de l'énergie des positrons ce qui permettra de s'affranchir de certaines erreurs systématiques. Les erreurs systématiques seront en outre fortement limitées par le caractère relatif de toutes les mesures nécessaires à la détermination de f dans notre expérience.

L'ambition de la mesure est de mesurer f avec une précision de cinq pour mille. Une telle amélioration de la précision est certainement intéressante en elle-même. Par ailleurs, les calculs effectués dans le cadre de l'hamiltonien effectif présenté dans ce chapitre montrent que, pour la première fois, la précision expérimentale sur le paramètre f sera susceptible d'entrer en compétition avec les mesures des autres paramètres de Michel. Dès lors la contrainte globale sur les déviations par rapport au Modèle Standard pourra être renforcée.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'expérience consiste à mesurer la polarisation longitudinale de positrons émis dans la désintégration de muons hautement polarisés. Cette polarimétrie est réalisée à la fin du dispositif (figure 2.1) sur base de la dépendance des processus d'annihilation en vol (AN) et de diffusion Bhabha (BB) en fonction des polarisations relatives du positron et de l'électron. Cette méthode nécessite l'utilisation d'électrons cibles polarisés. La polarisation des électrons est obtenue dans deux feuilles de Vacoflux présentant des magnétisations opposées de sorte à opposer l'orientation moyenne des spins des électrons d'une feuille à celle de l'autre feuille. Des chambres à fils permettent de déterminer le type de processus (AN, BB ou autre), la feuille dans laquelle il s'est produit et une partie de la cinématique de l'événement. Finalement, un hodoscope et un mur de 127 cristaux de BGO confirment les énergies et le caractère chargé ou non des deux produits du processus (deux photons pour AN, un électron et un positron pour BB); ils complètent ainsi la mesure de la cinématique du processus.

Pour minimiser les possibilités d'erreurs systématiques¹, la mesure de la polarisation des positrons provenant de la désintégration de muons hautement polarisés (notée P_L^*) est comparée à celle de la polarisation des positrons provenant de muons non polarisés (notée P_L^o). Ceci nécessite, d'une part, un faisceau de muons hautement polarisés ainsi qu'une cible d'arrêt des muons préservant la polarisation des muons et, d'autre part, des muons peu polarisés.

La grande polarisation des muons est obtenue en arrêtant dans une cible d'aluminium le faisceau $\Pi E3$ du PSI réglé pour sélectionner les particules de 28.5 MeV/c de quantité de mouvement provenant de la désintégration faible des pions à l'arrêt. Ceci fournit effectivement un faisceau intense de muons positifs (taux de muons $\approx 3 \cdot 10^7 s^{-1}$) hautement polarisés ($P_\mu = 95\%$). Le faisceau ainsi obtenu contient également une grande quantité de positrons (provenant de la désintégration faible des muons) que nous éliminons à l'aide d'un filtre de Wien.

1. Pour les mesures de polarisation absolue, les précisions ne dépassent pas le niveau du pour-cent.

La faible polarisation des muons peut être obtenue soit en utilisant directement un faisceau de muons peu polarisés, soit en conservant le faisceau de muons hautement polarisés et en utilisant une cible d'arrêt détruisant la polarisation des muons. Afin de ne pas changer la distribution d'arrêt des muons sur la cible pour la mesure de P_L° par rapport à la mesure de P_L^* , la deuxième méthode a été retenue et nous utilisons une cible de soufre pour la dépolarisation des muons.

La déduction d'une limite sur la combinaison des paramètres de Michel " f " à partir de la comparaison de P_L^* et P_L° nécessite la connaissance du facteur de multiplication et de la dépolarisation des muons (cfr. (1.19)). Le facteur de multiplication (EnF) est aisément calculé avec la précision requise en comptant, pour les deux polarisations des muons, les positrons arrivant jusqu'au polarimètre (N_{pol}) normalisés au nombre de muons s'arrêtant dans la cible (N_{targ}) :

$$EnF = 1 - \frac{N_{pol}^\circ/N_{targ}^\circ}{N_{pol}^*/N_{targ}^*} \quad (2.1)$$

Le nombre de muons s'arrêtant dans la cible est proportionnel aux comptages des télescopes formés par les scintillateurs T3, T4 (N_{T3T4}) et T5, T6 (N_{T5T6}) ; ceux-ci peuvent donc remplacer N_{targ} dans l'expression ci-dessus. La mesure de dépolarisation des muons peut également être évaluée avec la précision requise grâce à ces mêmes télescopes (voir section suivante).

La sensibilité du rapport $R = P_L^*/P_L^\circ$ à une déviation du paramètre f de zéro (éq.1.19) est particulièrement importante pour les positrons émis à des angles proches de 180° par rapport au spin du muon et avec une énergie proche de l'énergie maximale disponible dans la désintégration du muon (voir figure 1.1). Cette sélection est réalisée à l'aide des trois solénoïdes (TRAP, PSC/ALC et STAR). Le solénoïde TRAP est rempli d'obstacles et de collimateurs qui permettent d'opérer l'essentiel de la sélection. Les deux autres solénoïdes ont alors comme fonction principale de transmettre les positrons sélectionnés par TRAP jusqu'au polarimètre. Ceci forme ce que nous appellerons la spectrométrie passive.

Outre cette sélection, nous effectuons également une mesure de l'énergie des positrons. Celle-ci se base sur la reconstruction de la trajectoire hélicoïdale des positrons traversant le champ magnétique homogène du solénoïde PSC/ALC à l'aide d'un ensemble de trois plans de détecteurs silicium à double face (SiTAr). Ces détecteurs permettent de localiser avec une précision de 1 mm le passage du positron dans chacun des plans. Le calcul de l'énergie à partir de ces positions permet d'une part de sélectionner les positrons pour lesquels le facteur EnF est important, mais il permet en outre de réduire et d'étudier plus efficacement les éventuelles erreurs systématiques. En effet, pour différentes valeurs de l'énergie des positrons, le facteur EnF est différent. Ceci implique une déviation différente du rapport des polarisations longitudinales ($R = P_L^*/P_L^\circ$) par rapport à la valeur attendue dans le Modèle Standard ($R_{S.M.}$). Une valeur non nulle de f se présentera donc non seulement par une valeur de R différente de $R_{S.M.}$, mais

encore par une dépendance de R en fonction de l'énergie des positrons.

L'ensemble du dispositif expérimental est présenté dans la figure 2.1.

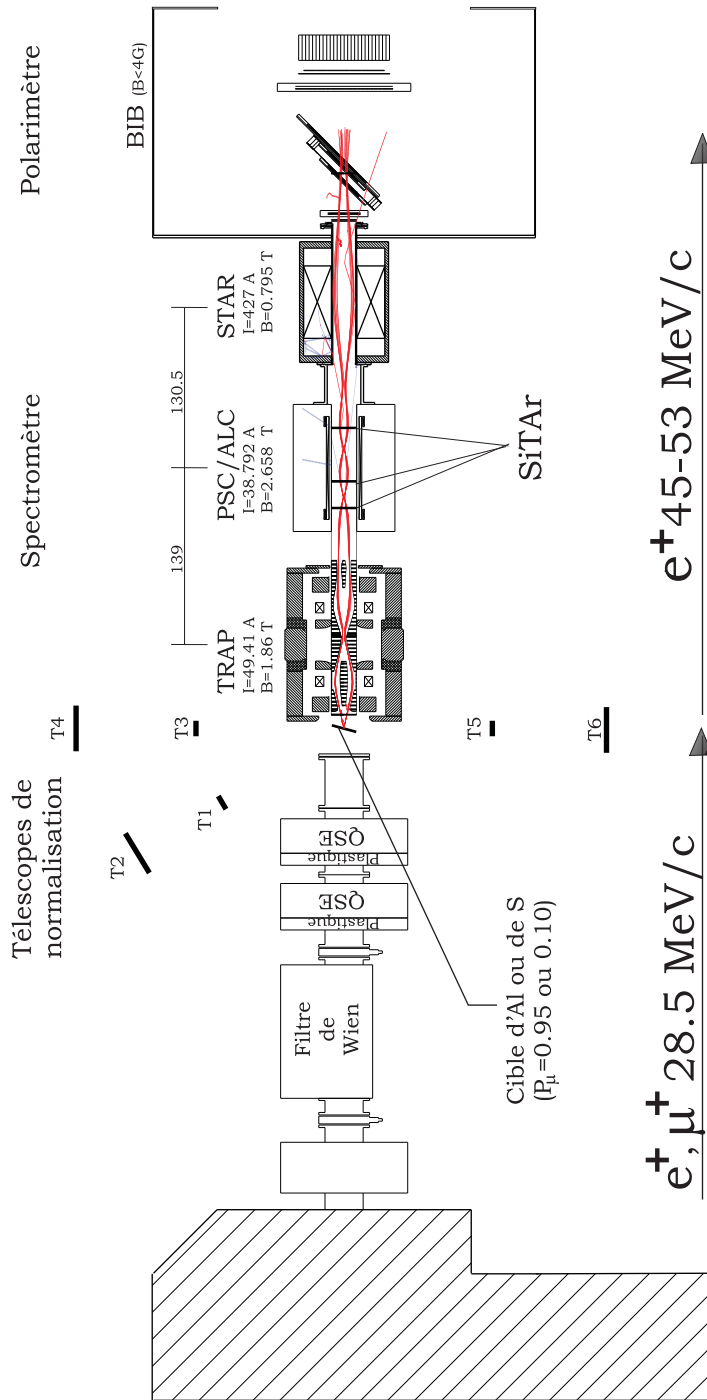


Figure 2.1 – Dispositif expérimental. Les champs magnétiques indiqués correspondent aux valeurs centrales sur l'axe de chaque élément ; les distances sont en centimètres. Le dessin est à l'échelle mis à part la dimension des scintillateurs des télescopes.

Chapitre 3

Faisceau de muons et cible d'arrêt

Le faisceau de muons que nous utilisons est produit à l'Institut Paul Scherrer (PSI) par un faisceau de protons de 590 MeV d'énergie cinétique et de 1.5 mA d'intensité qui traverse une cible de carbone de 40 (ou 60) millimètres d'épaisseur (cible E).

Les muons proviennent principalement de la désintégration des pions ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$). Nous distinguons deux types de muons : les muons dits de surface qui proviennent de la désintégration de pions arrêtés à la surface de la cible et les muons de nuage provenant de la désintégration de pions en vol autour de la cible. La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement impose que les muons de surface soient émis avec une quantité de mouvement unique¹ de $29.8 \text{ MeV}/c$. Par ailleurs, la conservation du moment angulaire et le couplage en $V-A$ de l'interaction faible imposent que les muons possèdent, dans le référentiel du pion, une polarisation de cent pour-cent opposée à leur direction. Ainsi, dans notre référentiel, les muons de surface sont polarisés à 100% par rapport à leur direction tandis que la polarisation des muons de nuage dépend des quantités de mouvement du muon et du pion initial. L'optimisation de la polarisation des muons revient alors à celle du rapport muons de surface sur muons de nuage et se base sur la sélection de la quantité de mouvement² ainsi que sur la région de la cible "vue" par la ligne de faisceau.

Dans les sections qui suivent, nous discuterons de la polarisation et du taux de muons ainsi que de différents matériaux que nous avons testés pour détruire la polarisation des muons en présence d'un champ magnétique de 0.1 T provenant

1. $p_\mu = p_{\nu_\mu} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}$

2. La polarisation des muons du faisceau est optimale pour une quantité de mouvement nominale de $28.5 \text{ MeV}/c$ soit une quantité de mouvement légèrement inférieure au $29.8 \text{ MeV}/c$ annoncé. Ceci est probablement dû à la perte d'énergie des muons dans la cible de production.

de TRAP et qui tend à maintenir la polarisation³. Nous discuterons également de la contamination du faisceau par de nombreux positrons et de l'efficacité de la méthode utilisée pour les éliminer.

3.1 Polarisation des muons

La polarisation des muons a été mesurée lors des tests de faisabilité de notre expérience en octobre 1995. La cible E était alors épaisse de 60 mm et la ligne de faisceau se terminait avec un filtre de Wien et deux quadrupoles. Le filtre de Wien n'était pas alimenté. La valeur des alimentations des autres éléments du faisceau est indiquée dans l'annexe 1.

La mesure est basée sur l'effet Hanle[30]. Les muons sont arrêtés dans une cible d'aluminium de 0.6, 0.9 ou 1.2mm d'épaisseur et de $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ ou de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de surface placée au centre d'une paire de bobines de Helmholtz qui fournit un champ magnétique vertical et homogène variant de -20 à 20 Gauss et perpendiculaire à la direction initiale du spin du muon (voir figure 3.1). Trois paires de bobines de Helmholtz supplémentaires (non représentées sur la figure) dont les axes forment un repère cartésien centré sur la cible permettent d'annuler le champ magnétique résiduel lorsque la première paire de bobines est non alimentée. Le taux de positrons en provenance de la désintégration des muons est mesuré à l'aide de deux télescopes (T_L et T_R). Les télescopes sont blindés par des briques de plomb placées entre le premier et le second scintillateur en vue d'empêcher le bruit éventuel provenant de positrons passant par le premier scintillateur puis diffusant sur le sol ou des éléments du dispositif avant de revenir sur le deuxième scintillateur.

Lorsque le courant de muons s'arrêtant dans la cible est constant, que les trois directions définies par le télescope (gauche ou droit), le champ magnétique et la polarisation initiale du muon sont perpendiculaires entre elles et que la durée d'une mesure de taux de coïncidence dans les télescopes pour un champ magnétique fixé est grande devant le temps de vie du muon, les variations des taux dans les télescopes gauche (N_L) et droit (N_R) en fonction du champ magnétique suivent la loi[14] :

$$N_{L,R}(b) = N_{L,R}(0) \left(1 \pm \frac{P_\mu}{\alpha_{L,R}} \frac{b}{1 + b^2} \right) \quad (3.1)$$

où b est proportionnel à la norme du champ magnétique appliqué. La constante α dépend de la transmission ($T(x, \theta)$) des positrons vers les télescopes où x est l'énergie d'émission du positron normalisée à sa valeur maximale et θ est l'angle

3. L'aluminium permet de conserver la polarisation des muons et plusieurs matériaux induisent une forte dépolarisation des muons en l'absence de champ magnétique mais à ma connaissance, aucun matériau n'avait été testé pour dépolariser les muons en présence d'un champ magnétique de l'ordre de 0.1 T

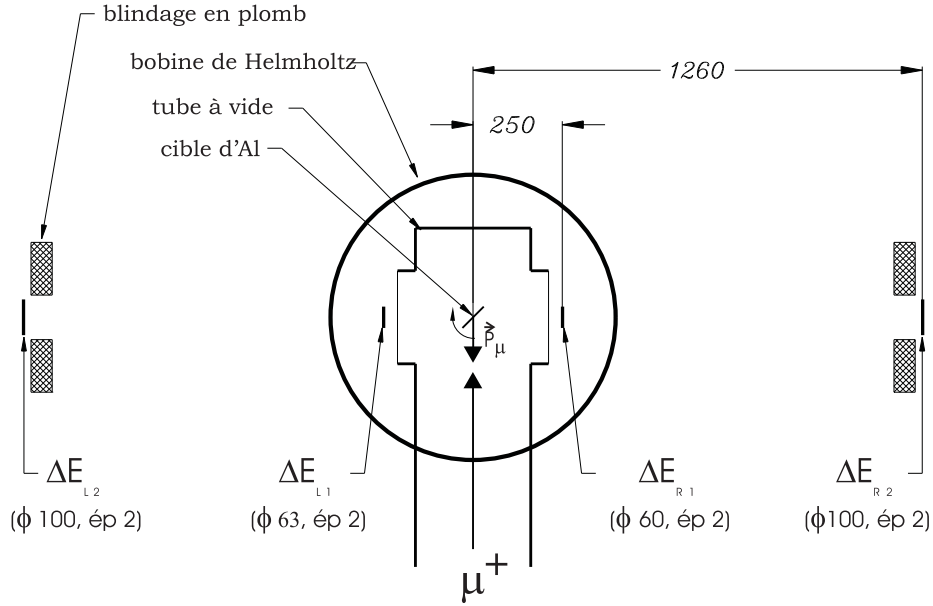


Figure 3.1 – Dispositif expérimental pour la mesure de la polarisation des muons par l'effet Hanle. Les télescopes T_L et T_R sont respectivement formés des scintillateurs “ ΔE_{L1} ”, “ ΔE_{L2} ” et “ ΔE_{R1} ”, “ ΔE_{R2} ”. Toutes les dimensions sont indiquées en mm. Dans notre convention, la cible est ici tournée de $+45^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau.

entre la direction d'émission du positron et la direction moyenne définie par les télescopes :

$$\alpha = \frac{\int_0^1 dx \int_{-1}^1 d \cos \theta T(x, \theta) x^2 (3 - 2x)}{\int_0^1 dx \int_{-1}^1 d \cos \theta T(x, \theta) x^2 (2x - 1) \cos \theta} \quad (3.2)$$

pour $T(x, \cos \theta) = \delta(\cos \theta - 1)$, α est égal à 3. En supposant α identique pour les deux télescopes ($\alpha = \alpha_L = \alpha_R$), l'asymétrie entre les deux télescopes peut s'écrire :

$$\frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = \frac{bP_\mu/\alpha + \epsilon(1 + b^2)}{1 + b^2 + \epsilon bP_\mu/\alpha} \quad (3.3)$$

où

$$\epsilon = \frac{N_L(0) - N_R(0)}{N_L(0) + N_R(0)} \quad (3.4)$$

est nul dans une situation parfaitement symétrique.

L'ajustement des données expérimentales par cette fonction permet alors d'obtenir P_μ/α et par la suite P_μ si le paramètre α est connu.

3.1.1 Détermination du paramètre α

La détermination du paramètre α a été réalisée à partir du programme GEANT[6]. La géométrie des télescopes, de la cible d'arrêt des muons et du tube à vide y est définie comme sur la figure 3.1. L'effet de la présence de blindage en plomb a également été étudié. Différents éléments ressortent de ces simulations :

1. en dehors des considérations de bruit, le facteur α est insensible (endéans la limite de précision du Monte Carlo) à l'insertion d'un blindage en plomb autour du deuxième scintillateur des télescopes,
2. le facteur α est essentiellement sensible à la coupure en énergie due à la diffusion des positrons dans le premier scintillateur des télescopes et dès lors, à l'épaisseur de ce scintillateur,
3. finalement, le résultat est donné par

$$\alpha(e) = 2.903 * (1 - 0.0148 * (e - 2)) \pm 0.010 \quad (3.5)$$

où e est l'épaisseur du premier scintillateur des télescopes exprimée en millimètres et où l'erreur a été déterminée par consistance externe entre les résultats de différentes simulations de géométrie identique.

3.1.2 Mesure et résultat

Bien que les blindages en plomb autour des scintillateurs n'affectent pas le facteur α lorsqu'on ne tient compte que des positrons provenant de la désintégration des muons dans la cible d'aluminium, ce blindage permet de diminuer le bruit provenant d'autres sources de particules chargées (positrons du faisceau diffusant sur les parois du tube par exemple). Ce bruit dilue l'effet Hanle. Avec le blindage optimum réalisé durant le test, le comptage des télescopes lorsque la cible d'arrêt des muons est retirée est mille fois plus faible qu'en présence de la cible. Quant au bruit dû à la diffusion des positrons du faisceau sur la cible d'arrêt des muons, il peut être estimé pour le télescope droit derrière lequel nous avons placé un détecteur NaI. Cette mesure n'a été réalisée que pour une seule orientation de la cible d'arrêt des positrons (rotation de -45° par rapport à l'axe du faisceau). La calibration du détecteur NaI a été réalisée en plaçant celui-ci dans l'axe du faisceau et en sélectionnant des positrons de 28.5, 30, 40 et 50 MeV/c . La figure 3.2 montre le résultat de ces mesures de calibration ainsi que le spectre obtenu lorsque le NaI est placé derrière le scintillateur ΔE_{R2} . Ce dernier spectre présente la forme caractéristique du spectre de Michel ; aucune discontinuité n'est visible dans la région de 28.5 MeV/c correspondant à l'énergie des positrons du faisceau. Nous pouvons donc en conclure que pour le télescope droit, lorsque la cible est tournée de -45° par rapport à l'axe du faisceau, le bruit dû aux positrons du faisceau diffusant sur la cible est négligeable.

Après le bruit, une autre source pouvant modifier le résultat est le comptage de coïncidences fortuites entre les deux scintillateurs d'un télescope. La connaissance du nombre de signaux au-dessus du seuil dans chaque scintillateur (N_1

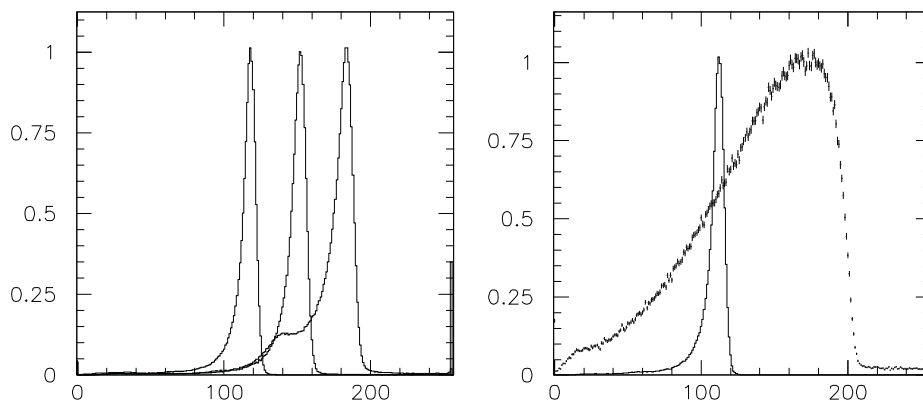


Figure 3.2 – *Figure de gauche : spectre de calibration pour des positrons de 30, 40 et 50 MeV/c (le spectre à 28.5 MeV/c n’y est pas présenté). La droite de calibration est donnée par $p = -5.6 + 0.303 * ch$ où p est le moment et ch est le numéro de canal. Figure de droite : spectre de Michel (positrons en provenance de la désintégration de muons sur la cible) obtenu avec le détecteur NaI placé derrière le scintillateur ΔE_{R2} . Le spectre obtenu pour des positrons de 28.5 MeV/c est présenté en superposition.*

et N_2) ainsi que du nombre de coïncidences entre les signaux d’un scintillateur et les signaux retardés de l’autre scintillateur (N_F) et finalement du nombre de coïncidences (N_C), permet de retrouver le nombre de coïncidences vraies (N_{CV}) :

$$N_{CV} \approx N_C - N_F \quad (3.6)$$

La soustraction des fortuits réalisée, nous pouvons maintenant nous intéresser à la mesure proprement dite et à la vérification du Monte Carlo.

La mesure a été réalisée pour différentes épaisseurs de la cible d’arrêt des muons (0.6, 0.9 et 1.2 mm), différents blindages des télescopes, deux cibles de tailles différentes et finalement, deux rotations différentes de la cible (± 45 degrés par rapport à la direction d’arrivée des muons).

L’ajustement des données expérimentales par la fonction présentée dans l’équation (3.3) où le paramètre b est obtenu à partir de l’abscisse (une valeur DAC déterminant le courant dans les bobines de Hanle et donc le champ magnétique) par la transformation linéaire $b = (x - P2)/P1$ où x est l’abscisse et où les P_i sont les paramètres attachés à la transformation linéaire reliant x et b , fournit typiquement un chi-carré normalisé de l’ordre de 2. Un tel ajustement est présenté dans le graphe de gauche de la figure 3.3. On observe clairement que la fonction ajustée passe au-dessus des résultats expérimentaux au niveau des extrema et ceci est une caractéristique commune à toutes les mesures dans toutes les situations. La source du désaccord doit donc être recherchée parmi les paramètres constants de l’expérience. Les possibilités de présence d’un champ magnétique

extérieur non nul, de la non-égalité du facteur α pour les deux télescopes et finalement de la non-perpendicularité des axes formés par la polarisation initiale du muon, par les télescopes et par le champ magnétique ont été testées. Les résultats ne sont pas satisfaisants : l'ajustement réalisé avec les paramètres supplémentaires nécessaires fournit des valeurs non physiques et la valeur du chi-carré n'est que peu ou pas du tout améliorée. Finalement, le caractère linéaire de la relation entre la valeur DAC de l'alimentation des bobines et la valeur du champ magnétique appliqué a été testé. Pour cela, la relation $b = (x - P2)/P1$ est corrigée en remplaçant b par $b + P5 * b^2$ dans la fonction d'ajustement. Le résultat de l'ajustement par la nouvelle fonction obtenue est présenté dans le graphe de droite de la figure 3.3 ; les données utilisées sont les mêmes que pour le graphe de gauche. Cette fois l'ajustement obtenu est correct. La valeur du

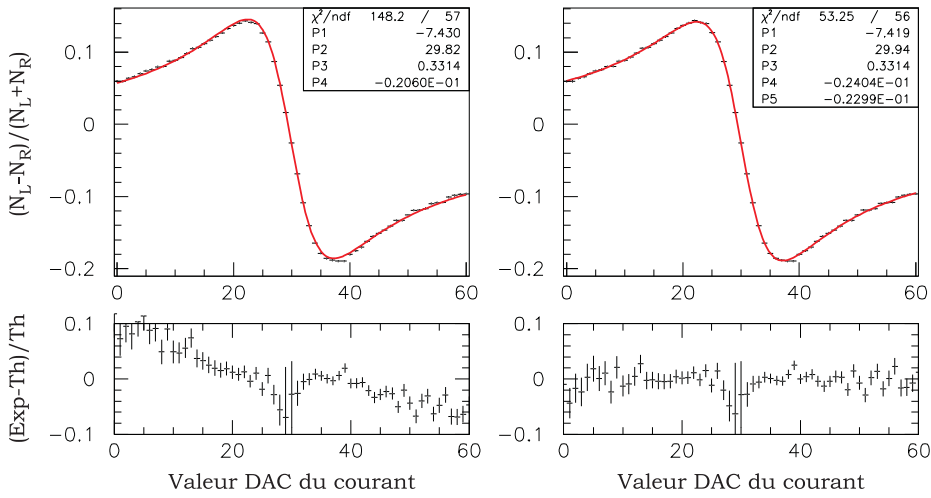


Figure 3.3 – Résultat typique d'un ajustement de l'asymétrie entre les détecteurs gauche et droit. Les paramètres $P1$, $P2$ et $P5$ relient l'abscisse du graphe à la variable b de l'équation (3.3). $P5$ exprime le caractère non linéaire de la relation entre b et l'abscisse des graphes (valeur DAC de l'alimentation des bobines de Helmholtz) ; il est imposé comme nul dans l'ajustement présenté à gauche. $P3$ est l'asymétrie ($P3 = P_\mu/\alpha$) et finalement, $P4 = \epsilon$ (éq. 3.4). Les deux graphes du bas présentent la différence entre les données expérimentales et la fonction théorique ajustée, divisée par la fonction d'ajustement.

chi-carré est passée de $\chi^2 = 2.66$ à $\chi^2 = 0.96$ et les points expérimentaux sont distribués aléatoirement et symétriquement autour de la fonction ajustée. En outre, la valeur de $P5$ converge dans tous les cas vers $P5 = -0.025$.

La qualité des ajustements vérifiée, nous pouvons maintenant discuter des résultats. Endéans les incertitudes de mesures, aucune différence n'est observée pour les différentes cibles. Par contre, suivant le sens dans lequel la cible est

ournée, les résultats sont significativement différents :

$$\frac{P_\mu}{\alpha}(+45^\circ) = 0.3223 \pm 0.0007, \quad (3.7)$$

$$\frac{P_\mu}{\alpha}(-45^\circ) = 0.3279 \pm 0.0004. \quad (3.8)$$

Les erreurs sont obtenues par consistance externe entre les mesures obtenues pour une orientation de la cible. Les résultats des différentes mesures au sein d'un même groupe ($+45^\circ$ ou -45°) sont compatibles entre eux. La faible différence entre les deux orientations de la cible n'a pas été étudiée et rentre dans les erreurs systématiques. Si nous combinons les résultats des deux orientations de la cible, nous obtenons :

$$\frac{P_\mu}{\alpha} = 0.3251 \pm 0.0028 \text{ (systématique)} \quad (3.9)$$

En ce qui concerne la vérification du Monte Carlo, la dépendance de la constante α en fonction de l'épaisseur du premier scintillateur des télescopes a été vérifiée en insérant derrière ce scintillateur des absorbeurs d'épaisseur variable, le reste du dispositif (et donc la polarisation des muons) restant inchangé. Les corrections induites par ces changements d'épaisseur sur le paramètre α sont correctement reproduites par le Monte Carlo (voir tableau 3.1).

Tableau 3.1 – *Comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux du Monte Carlo en ce qui concerne le facteur de correction du paramètre α pour différentes épaisseurs du premier scintillateur des télescopes. La première ligne du tableau est utilisée comme normalisation.*

épaisseur (mm) T_L et T_R	M.C.	expérience
2 et 2	1.0000	1.0000
2 et 4	0.9866	0.9843 ± 0.0010
2 et 6	0.9737	0.9731 ± 0.0019
2 et 8	0.9621	0.9622 ± 0.0009

Dès lors, l'utilisation du résultat expérimental (équation (3.9)), et l'estimation de la constante α par le Monte Carlo (équation (3.5)), permet d'obtenir la polarisation des muons :

$$P_\mu = 0.944 \pm 0.011 \text{ (systématique)}. \quad (3.10)$$

Tout ce qui précède a été développé sur base de muons de quantité de mouvement égale à $28.5 \text{ MeV}/c$ correspondant à la polarisation la plus élevée. En fonction de la quantité de mouvement, le rapport "muons de surface" sur "muons de nuage" change et la polarisation ainsi que le taux de muons varie. La mesure

de ces variations a également été effectuée. Les résultats sont présentés dans la figure 3.4⁴.

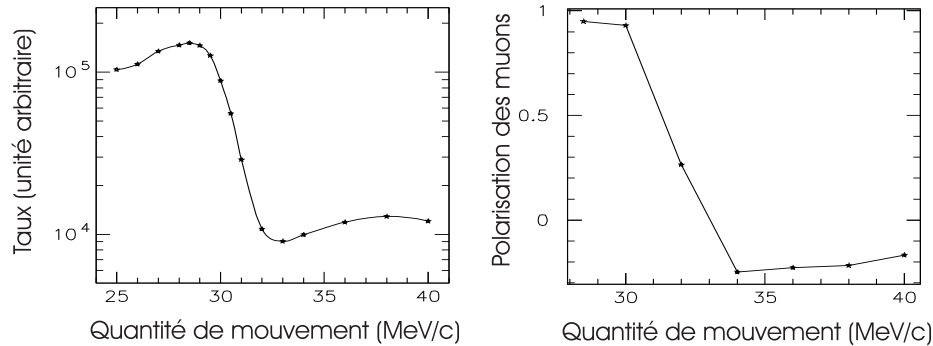


Figure 3.4 – *Grappe de gauche : variation du taux de muons s’arrêtant dans la cible en fonction de la quantité de mouvement. Grappe de droite : variation de la polarisation moyenne des muons qui s’arrêtent dans la cible en fonction de leur quantité de mouvement.*

3.2 Dépolarisation et séparation des positrons

La dépolarisation des muons doit se faire dans un champ magnétique de 0.1 T provenant des solénoïdes TRAP, PSC/ALC et STAR. Ce champ magnétique tend à maintenir la polarisation des muons. Aucune mesure de dépolarisation dans de tels champs magnétiques n’existait à notre connaissance, nous avons donc testé, en octobre 1997, divers matériaux (S, Fe₂O₃, NaCl, ...) que nous avons sélectionnés sur base de leur faculté à dépolariser les muons dans des champs magnétiques de moindre importance[19, 27, 33]. Dans le même temps, nous avons également étudié la qualité de la séparation des positrons du faisceau par le filtre de Wien “court” disponible dans cette zone. Le dispositif expérimental est présenté dans la figure 3.5. La valeur des alimentations des éléments du faisceau est indiquée dans l’annexe 1. Le champ magnétique résiduel sur la cible d’arrêt des muons est de 0.1 T. Trois tests ont été réalisés :

1. la dépolarisation des muons a été étudiée en comparant le comptage relatif des télescopes 1, 2 et 3 en fonction de la quantité de mouvement des muons, elle-même reliée à la polarisation des muons (voir section précédente),

⁴. La polarisation des muons de nuages de 28.5 MeV/c est prédite à -35% (F. Foroughi). La polarisation des muons observée au-delà de 34 MeV/c et extrapolée vers la quantité de mouvement de 28.5 MeV/c (voir figure 3.4) est en bon accord avec cette prédiction.

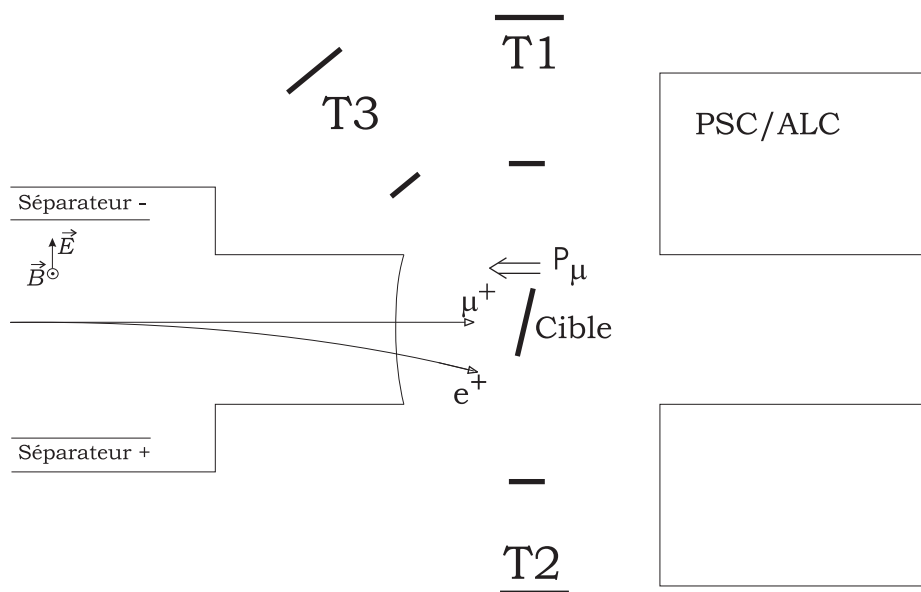


Figure 3.5 – Dispositif expérimental pour la mesure de la dépolarisation des muons dans un champ résiduel de 0.1 T et de la séparation entre les positrons et les muons avec le filtre de Wien. Le séparateur, les télescopes, l'aimant (PSC/ALC) et la cible sont représentés. Pour la mesure de la séparation des positrons, la cible est épisodiquement remplacée par une chambre de multi-fils (chambre de Požar). Le dessin n'est pas à l'échelle.

2. la séparation des positrons du faisceau a été mesurée à l'aide d'une chambre à fils (dite de Požar) placée en lieu et place de la cible d'arrêt des muons et permettant la mesure du profil du faisceau,
3. la réduction du taux de positrons dans le faisceau a été mesurée en étudiant la variation de comptage du télescope T1 en fonction de la valeur d'alimentation du filtre de Wien pour une cible de plomb et en arrêtant les muons en aval par une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur.

L'analyse de ces données a été réalisée par Paul Knowles[22]. Nous nous limiterons donc à en citer les résultats.

La variation du rapport entre le comptage du télescope 3 et la somme des comptages des télescopes 1 et 2, après les corrections dues aux événements fortuits, au temps mort et au bruit, est présentée dans la figure 3.6 pour différentes cibles. Pour ces mesures, le séparateur était alimenté et la valeur du champ magnétique était à chaque fois adaptée pour sélectionner les muons de quantité de mouvement correspondant à la quantité de mouvement sélectionnée par la ligne de faisceau en amont. L'aluminium est connu pour conserver la polarisa-

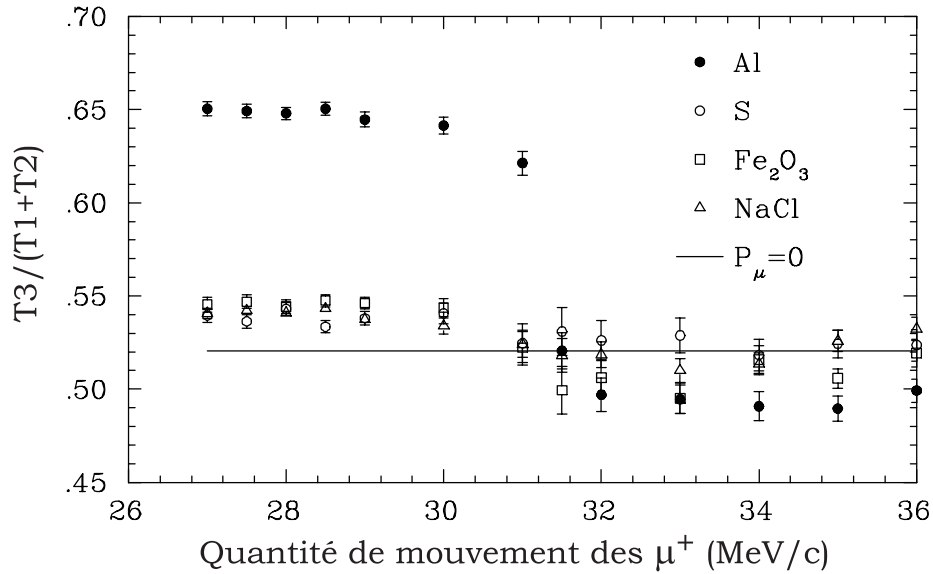


Figure 3.6 – Variation du comptage du télescope 3 normalisé à la somme des comptages des télescopes 1 et 2 en fonction de la quantité de mouvement des muons. La barre horizontale représente la valeur correspondant à $P_\mu = 0$ et a été déterminée par un ajustement sur toutes les données présentées.

tion. La simple observation de la figure permet de voir que les cibles de sel, de soufre et d'oxyde de fer ($NaCl$, S , Fe_2O_3) dépolarisent fortement. Les résultats des ajustements pour ces différentes cibles dépolarisantes fournissent les valeurs du facteur de dépolarisation d ($P_\mu^o = d \cdot P_\mu^*$) que nous présentons avec les erreurs statistiques uniquement :

matériaux	d
$NaCl$	0.10(5)
S	0.05(2)
Fe_2O_3	0.14(3)

Ces résultats sont à prendre avec précaution car les sources d'erreurs systématiques sont nombreuses. Paul Knowles conclut que de façon conservatrice, nous pouvons supposer une dépolarisation dans ces divers matériaux ($NaCl$, S , Fe_2O_3) plus petite ou de l'ordre de $d = 0.10 \pm 0.05$. Par ailleurs, puisque les erreurs systématiques sont du même type pour les différents matériaux⁵ on peut déduire des résultats que le soufre doit être le meilleur dépolarisant parmi ces trois matériaux et c'est donc lui que nous utiliserons.

5. Excepté le porte cible, l'ensemble du dispositif était identique.

En ce qui concerne la séparation des positrons du faisceau, le graphe de gauche de la figure 3.7 montre le profil du faisceau obtenu avec la chambre de Požar. La figure est reconstruite à partir de deux expositions de la chambre à fils,

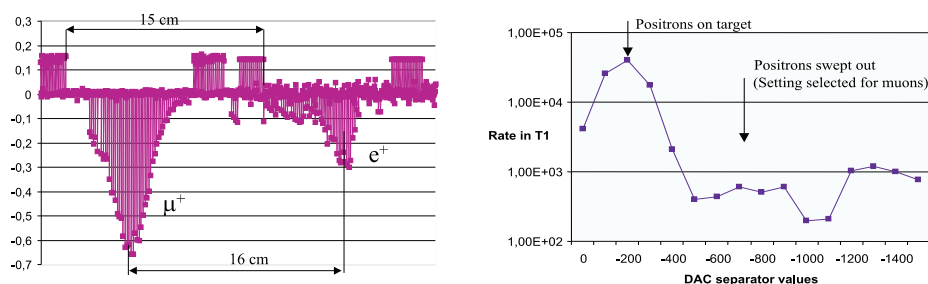


Figure 3.7 – *Figure de gauche : profil horizontal du faisceau $\pi E3$ à $28.5\text{MeV}/c$ au niveau de la cible pour le séparateur court alimenté à 110 kV . Figure de droite : variations du taux de positrons diffusés sur la cible de plomb vers le télescope T1 en fonction du champ magnétique du séparateur. Les plaques du séparateur sont alimentées à 110 kV .*

celle-ci étant déplacée de 15 cm entre les deux expositions. Le faisceau de muons montre une distribution horizontale avec un écart type de $\sigma = 1.5\text{cm}$ et une distribution verticale de $\sigma = 2.8\text{cm}$. La distribution des positrons est tronquée ce qui montre qu'une partie de ceux-ci sont arrêtés dans les parois du séparateur et des quadrupôles. En effet, d'autres tests, où le séparateur est alimenté de façon à centrer les positrons, montrent une distribution symétrique. Notons que pour la mesure de la distribution des positrons, une plaque d'aluminium était placée devant la chambre de Požar afin d'empêcher les muons d'y entrer. Ceci a comme effet secondaire de diffuser les positrons du faisceau de telle façon que la distribution du faisceau avec la plaque d'aluminium soit réduite d'un facteur 2 en amplitude par rapport à la situation sans plaque d'aluminium.

La dernière mesure a été réalisée sans la chambre de Požar, en observant les positrons diffusés sur une cible de plomb et en variant le champ magnétique du filtre de Wien. Dans ce test, une plaque d'aluminium de 2 mm était placée en amont de la cible de plomb pour arrêter les muons. Le graphe de droite de la figure 3.7 montre la variation du taux de positrons diffusés dans le télescope T1 en fonction de la valeur du champ magnétique du séparateur. Utilisant ces informations et le rapport de perte d'énergie entre les positrons et les muons dans la chambre de Požar ($8 : 1$), nous concluons que la contamination du faisceau de muons par les positrons s'élevait à 800% et que la présence du séparateur permet de diminuer cette contamination jusqu'à environ 12% .

La présence du séparateur à des effets secondaires : le spin des muons tourne environ de 7° à cause de la présence des champs électrique et magnétique croisés⁶. Ceci réduit donc légèrement le facteur de sensibilité (EnF) pour les positrons provenant d'un côté de la cible et l'augmente pour les positrons provenant de l'autre côté de la cible. L'effet moyen sera pris en compte par la mesure du facteur EnF .

6. Communication privée de F. Foroughi. Un calcul simplifié utilisant une différence de potentiel de $V = 110$ kV sur une distance de $d = 13$ cm et un champ magnétique tel que les muons de 29 MeV/c ne soient pas déviés ($E = vB$) fournit grâce à la formule $\theta = g_\mu e |\vec{E}| L m_\mu / 2p^2$ où $L = 70$ cm est la longueur du séparateur, un angle de $\theta = 4.26^\circ$.

Chapitre 4

Spectrométrie

4.1 Spectrométrie passive

Le rôle de la spectrométrie passive est essentiellement de limiter les empiements dans les détecteurs (SiTAr et le polarimètre) et de diminuer le temps mort dû à la lecture d'événements produits par des positrons de basse énergie qui présentent un facteur de multiplication (EnF) faible et donc une sensibilité faible à “ f ”. Afin que la probabilité d'événements multiples endéans un temps t_{preamp} soit inférieure à p , le nombre maximal de positrons qui peuvent traverser les détecteurs par unité de temps (N_{det}) est limité à

$$N_{det} = -\ln(1 - p)/t_{preamp} \quad (4.1)$$

où $t_{preamp} \sim 3\mu s$ est déterminé en examinant la forme du signal des VA-Rich¹ (figure 4.14) et en exigeant que le signal produit par un second positron arrivant en dehors de cet intervalle (fixé par le premier positron) soit, au moment de l'échantillonnage, réduit par un facteur deux au moins. Pour une probabilité de fautes inférieure à 10%, le calcul fournit $N_{det} < 35000 s^{-1}$. Le dispositif présenté dans la figure 2.1 est la solution vers laquelle notre optimisation converge. Il est constitué des trois solénoïdes TRAP, PSC/ALC et STAR.

TRAP provient du PSI et a été modifié pour notre expérience : ses bobines ont été écartées de 16 cm l'une de l'autre, le retour magnétique a été allongé par deux morceaux de 8 cm de long et une plaque de fer doux le referme d'un côté jusqu'à l'obtention d'un diamètre de 20 cm. Ces modifications sont visibles sur la figure 2.1 : les nouvelles parties apparaissent plus foncées. Une série d'obstacles et de collimateurs placés dans TRAP permet la sélection des positrons de haute énergie dans la région de $\cos\theta = -1$ tout en supprimant fortement la transmission des positrons de basse énergie. Le centre de TRAP est placé à 66 cm de la

1. Le VA-Rich est une puce fabriquée par la compagnie IDE (Norvège) contenant 64 préamplificateurs, 64 mises en forme et un multiplexeur.

cible d'arrêt des muons.

Quant à PSC/ALC, il fournit le champ magnétique homogène nécessaire à la reconstruction de l'énergie des positrons par SiTAr. C'est un solénoïde supra-conducteur qui par l'absence de retour magnétique pose deux problèmes :

1. Les photomultiplicateurs (PM) utilisés pour amplifier le signal provenant du passage d'une particule dans les cristaux de BGO de notre polarimètre sont sensibles au champ magnétique et ne peuvent être blindés individuellement. Pour un champ magnétique longitudinal de 3 Gauss ou perpendiculaire de 1 Gauss, le gain des photomultiplicateurs est diminué d'un facteur 2. Or les lignes de champs produites par PSC/ALC sont conduites par le blindage magnétique de STAR vers le polarimètre et les PM et y produisent un champ magnétique de l'ordre de 20 Gauss. La présence de BIB permet de détourner ces lignes de champ du polarimètre et, nous le montrerons par la suite, résout le problème.
2. L'ancrage des bobines de PSC/ALC ne peut supporter de force supérieure à environ 1000 N. Or la présence des retours magnétiques de STAR et TRAP engendre des forces importantes sur les bobines de PSC/ALC. Ce problème est résolu grâce à la relative symétrie de TRAP et STAR par rapport à PSC/ALC qui induit une compensation des forces.

Finalement, STAR permet de refocaliser les positrons au niveau du polarimètre. Comme nous l'avons mentionné il est aussi garant de la compensation des forces induites sur les bobines de PSC/ALC.

Le champ magnétique produit par les aimants et les forces exercées sur les différents éléments du dispositif ont été calculés à l'aide des programmes POISSON et FORCE sur PC. L'optimisation de la transmission du spectromètre en fonction des valeurs des courants et des positions des aimants a été réalisée à l'aide du programme GEANT. Dans un premier temps, on y utilisait le champ magnétique obtenu par superposition linéaire des champs magnétiques calculés par POISSON pour chaque aimant isolé. Ensuite, cette approximation a été abandonnée et nous avons utilisé le champ magnétique fourni par le programme POISSON avec le dispositif complet comprenant les trois aimants et BIB. En effet, de par la proximité des aimants et la présence de fer, l'approximation de superposition linéaire est trop imprécise dans notre cas.

4.1.1 Champs magnétiques dans POISSON

POISSON n'est pas adapté au calcul à trois dimensions et la résolution des problèmes tridimensionnels doit donc passer par la réduction à deux dimensions à l'aide des symétries du problème. Dans notre cas, la symétrie cylindrique a été utilisée.

Le calcul du champ magnétique par POISSON s'effectue à partir d'approximations successives sur une maille dans l'espace à deux dimensions. La petitesse de la maille détermine la précision du résultat. En chaque point, la taille de la

maille doit être au moins trois fois plus petite que la dimension des éléments voisins. D'autre part, le nombre de noeuds augmente considérablement le temps de calcul. L'intérêt de la version de POISSON sur PC est qu'elle permet de changer fréquemment la taille de la maille. On peut alors définir un maillage fin dans les régions de changement de milieu et grossier dans les régions uniformes de sorte que le temps de calcul reste raisonnable.

Outre la taille de la maille, les paramètres importants pour le calcul du champ magnétique dans POISSON sont la dimension de l'espace dans lequel le dispositif est introduit et la définition de la susceptibilité magnétique, en fonction de l'induction magnétique, des matériaux utilisés.

La susceptibilité magnétique de chaque matériau doit être mesurée. La validité de la taille de la maille et de la dimension de l'espace peut être testée en vérifiant que le résultat reste inchangé pour des petites variations de ces paramètres. En ce qui concerne la taille de la maille, qui est le paramètre le plus sensible, cela peut se révéler très fastidieux voir irréalisable pour des dispositifs complexes présentant de nombreux changements de taille de la maille. Le dispositif complet que nous utilisons en est un exemple : la taille de la maille y change plus de trente fois aussi bien dans la direction de l'axe des aimants que dans la direction orthogonale. Ces soixante variations pourraient éventuellement être réalisées si les capacités du programme n'étaient déjà à leur limite empêchant les variations aléatoires autour des valeurs choisies. Puisque ce travail s'est révélé irréalisable, nous avons comparé les résultats obtenus par POISSON dans différentes situations avec des mesures expérimentales lorsque celles-ci étaient possibles et, dans le cas contraire, avec des simulations réalisées par Manfred Werner² en utilisant ce même programme.

Le cas de PSC/ALC est peu critique car il ne possède pas de retour magnétique. De plus, il se trouve au centre du dispositif et la dimension de l'espace est donc certainement suffisamment grande en ce qui le concerne.

Dans sa configuration originale (c'est-à-dire sans l'allongement de 16 cm), le champ magnétique de TRAP que nous avons pu obtenir avec POISSON reproduit la carte de champ magnétique produite par Manfred Werner également avec POISSON avec une précision meilleure que 0.5% jusqu'à environ 90 cm du centre de TRAP (voir figure 4.1). Au delà de 90 cm, le champ magnétique obtenu par POISSON décroît par rapport à la carte produite par Manfred Werner de sorte que le rapport des champs augmente fortement et dépasse de plus de 2% la valeur attendue. Ceci est dû à la taille finie de l'espace dans lequel POISSON réalise le calcul du champ magnétique : les lignes de champs doivent s'y refermer et dès lors, s'écartent artificiellement de l'axe. Pour ce calcul, nous avons placé TRAP (longueur 1m, diamètre 1m) au centre d'un espace de 5 m de long et de 5 m de diamètre.

Le même type de vérification a été réalisé pour STAR dans une configuration

2. Manfred Werner est un technicien du P.S.I. lié au groupe des aimants et habitué à l'usage de POISSON.

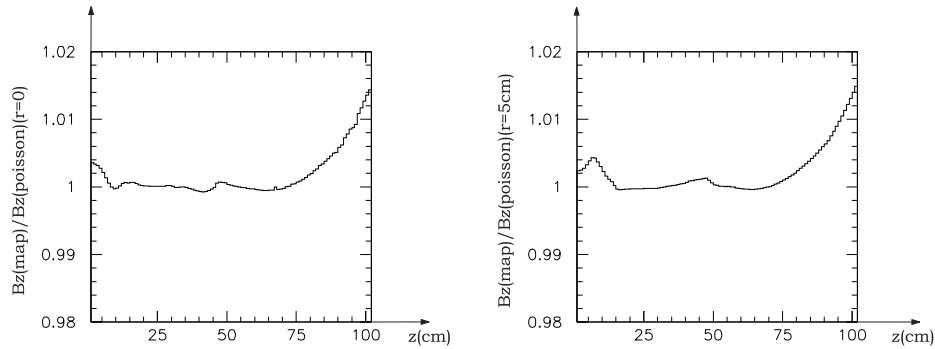


Figure 4.1 – Rapport entre le champ longitudinal de TRAP donné par la carte de champ fournie par Oscar Naviliat et le champ longitudinal calculé par POISSON. Le graphe de gauche montre le rapport pour les champs sur l'axe du solénoïde tandis que le graphe de droite montre le rapport pour les champs calculés à 5 cm de l'axe. L'axe \hat{z} est parallèle à l'axe du solénoïde et son origine correspond au centre de TRAP. Les valeurs de z croissent dans le sens du faisceau.

où les bobines de l'aimant étaient complètement décentrées par rapport au blindage. Le champ magnétique de STAR a été mesuré à une distance de 9 cm de l'axe pour un courant de 350 Ampères et pour des distance au centre de l'aimant allant de -34.7 cm à 3.3 cm par pas de 2 cm. Les mesures sont peu précises, mais la comparaison avec les calculs de POISSON (figure 4.2) montre néanmoins un accord au niveau du pour-cent.

Finalement, une mesure du champ magnétique longitudinal a été réalisée avec le dispositif complet sur l'axe des aimants dans la région de la surface d'entrée de TRAP. La figure 4.3 montre le résultat du rapport du champ calculé par POISSON au champ mesuré. A nouveau la mesure n'est pas très précise et, en particulier, peu de soins ont été apportés pour calibrer la sonde Hall que nous utilisons. Le facteur de réduction global de 2% entre les mesures et les calculs par POISSON n'est pas expliqué et peu aussi bien être dû à un réel désaccord de 2% entre la valeur réelle du champ magnétique et la valeur calculée qu'à la mauvaise calibration de la sonde Hall. Malgré cette imprécision dans la mesure, on peut en tout cas affirmer que le champ magnétique obtenu par POISSON est correct endéans 2%.

Lors de nos simulations avec POISSON, nous avons également étudié l'éventuelle influence de trois approximations. La première approximation étudiée est l'absence dans notre calcul du dernier quadrupole de la ligne de faisceau $\Pi E3$ (cfr. fig. 2.1). Le champ magnétique produit par ce dernier est certainement négligeable mais il se pourrait que le noyau de fer de ce quadrupole modifie les lignes de champs produites par nos trois solénoïdes. Le noyau de fer de ce quadrupole a donc été introduit dans le calcul ; la modification de la valeur du

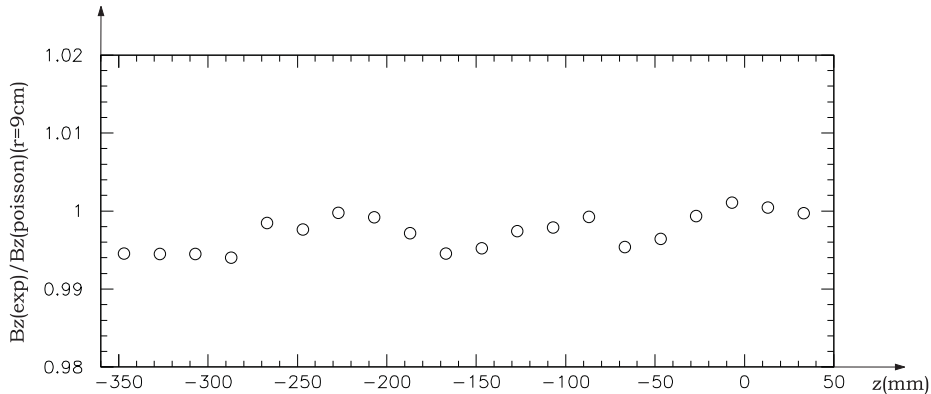


Figure 4.2 – Rapport entre le champ longitudinal de STAR mesuré et le champ longitudinal calculé par POISSON. Le zéro de l'axe z correspond au centre de l'aimant et les valeurs de z croissent dans le sens du faisceau.

champ magnétique obtenu entre la cible d'arrêt des muons et le solénoïde TRAP est inférieure au pour mille et est donc négligeable.

La deuxième approximation concerne l'effet Meissner dans les supra-conducteurs (TRAP et PSC/ALC). POISSON ne prend pas cet effet en compte. La grandeur de l'approximation est fonction du champ magnétique potentiellement expulsé par l'effet Meissner. La valeur de ce champ magnétique est obtenue en calculant le champ magnétique dû à tous les aimants extérieurs (TRAP et STAR pour l'effet au sein de PSC/ALC ; PSC/ALC et STAR pour l'effet au sein de TRAP). Les champs obtenus en réalisant ces calculs sont inférieurs ou de l'ordre de 10 G. L'influence de l'effet Meissner sur la valeur des champs est donc inférieure ou de l'ordre du pour mille et peut être négligée.

Enfin, la troisième approximation concerne la géométrie de BIB. BIB est une boîte parallélépipédique carrée de 3 m de côté et 1.8 m de longueur. Du côté de STAR, sa face est trouée à la hauteur du faisceau par un cercle de 30 cm de diamètre. La face opposée est ouverte, mais deux plaques de 50 cm de largeur et 3 m de hauteur, placées de chaque côté, la referment partiellement. BIB ne possède donc pas de symétrie cylindrique ; or, nous l'avons mentionné plus haut, le calcul du champ magnétique dans POISSON l'utilise. La géométrie de BIB a donc été approximée par une boîte cylindrique présentant un trou de 30 cm de diamètre du côté de STAR, ouvert du côté opposé, de longueur égale à 1.8 m et de diamètre compris entre 3 m et $\sqrt{2} \cdot 3$ m correspondant à un cercle inscrit ou circonscrit à un carré de 3 m de côté. La figure 4.4 présente la valeur des champs magnétiques longitudinal et radial avec et sans le blindage de BIB, avec les courants nominaux dans les trois aimants, et pour un diamètre de BIB de 300 cm et 420 cm. Dans la région des PM, on constate que le calcul fournit des champs relativement critiques pour le gain des BGO. On constate

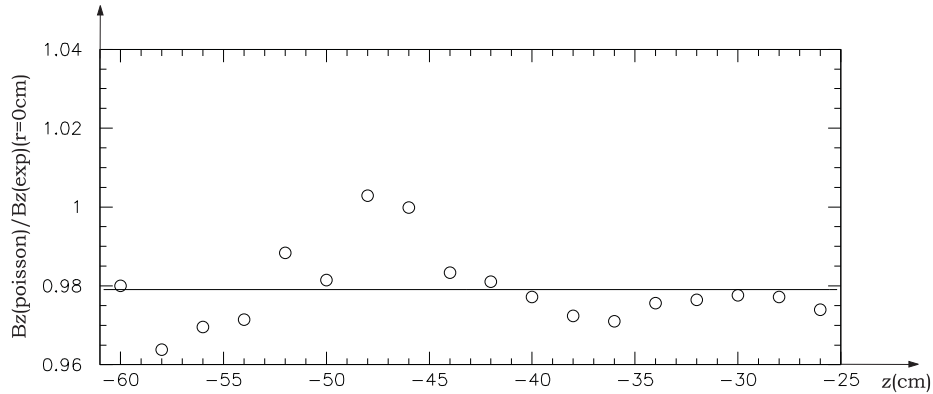


Figure 4.3 – Rapport entre le champ longitudinal calculé par POISSON et mesuré dans la région de la face d'entrée de TRAP. Le zéro de l'axe z correspond au centre de TRAP et les valeurs de z croissent dans le sens du faisceau.

également que le champ magnétique est minimum pour des valeurs de z plus petites que les valeurs de z correspondant à l'emplacement des PM. Une longueur plus importante de BIB pourrait déplacer ce minimum vers la région des PM, mais malheureusement, la disposition des lieux de l'expérience ne permet pas cet allongement. Une autre façon de diminuer plus encore le champ magnétique dans cette région serait de refermer BIB derrière les cristaux de BGO. Dans ce cas, le champ magnétique à l'intérieur de la boîte deviendrait pratiquement nul. Ceci est une tâche difficile en raison de l'électronique de lecture des BGO qui se trouve derrière ceux-ci. Néanmoins, BIB a été partiellement refermé par deux parois de 50 cm de large et 3 m de haut placées de chaque côté de la boîte. La mesure du champ magnétique dans la région des PM a été réalisée en situation expérimentale et fournit des valeurs comprises entre 3 et 4 Gauss en très bon accord avec les calculs. La diminution du gain des PM a également été mesurée ; elle se situe entre 30% et 60% par rapport à la situation avec le champ terrestre naturel. Ces résultats sont suffisants pour nous permettre de réaliser notre expérience.

4.1.2 Forces sur PSC/ALC

Les forces sur les bobines de PSC/ALC ont été calculées par le programme FORCE qui nécessite le calcul préalable du champ magnétique par POISSON. Le calcul a été réalisé pour le dispositif tel que décrit précédemment mais également, en variant la distance entre les aimants. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1.

Nous avons également vérifié la variation des forces sur PSC/ALC, pour la position nominale des aimants, lorsque TRAP ou STAR n'est pas alimenté. Lorsque

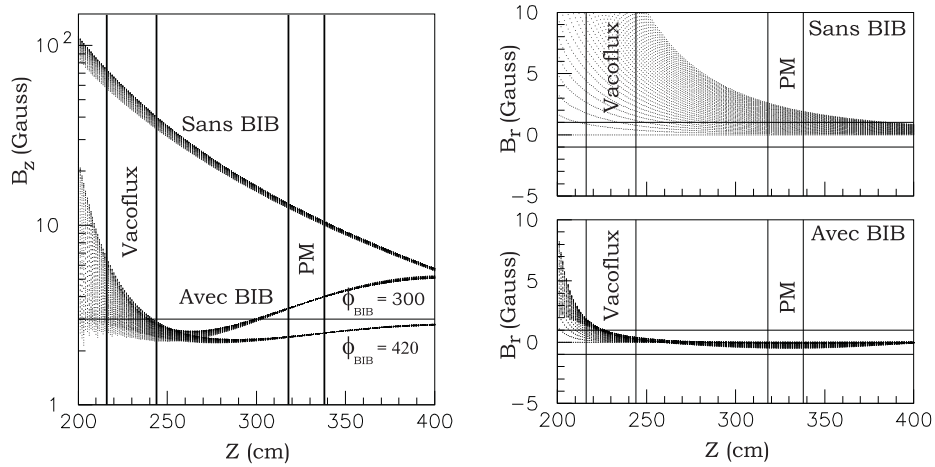


Figure 4.4 – Champs magnétiques longitudinal et radial dans la région de BIB avec ou sans BIB. Les lignes verticales délimitent l'emplacement des feuilles magnétisées de Vacoflux et l'emplacement des photomultiplicateurs (PM) des cristaux de BGO. Les lignes horizontales montrent les valeurs du champ magnétique pour lequel le gain des PM est diminué d'un facteur deux. Pour chaque situation, le champ magnétique correspondant à une distance à l'axe comprise entre 0 et 35 cm par pas de 1 cm est dessiné.

TRAP n'est pas alimenté, la force diminue (en valeur absolue) de $F = -467N$ jusqu'à $F = -316N$ et lorsque STAR n'est pas alimenté, la force augmente jusqu'à $F = -531N$.

En conclusion, effectivement, la présence de TRAP et STAR placés symétriquement par rapport à PSC/ALC permet de diminuer la force sur PSC/ALC en dessous du seuil de $1000 N$. De faibles variations de la position des aimants par rapport à la position nominale ne sont pas dangereuses au niveau du centimètre. Et finalement, la force induite sur PSC/ALC dépend peu de l'alimentation des deux autres aimants de sorte que l'ordre de mise sous tension des trois solénoïdes importe peu.

4.1.3 Obstacles et transmission

La disposition des aimants, ainsi que leur alimentation ont été déterminées en optimisant à l'aide du programme GEANT la transmission de positrons de 50 à 52.83 MeV émis isotropiquement dans des angles compris entre 0 et 20 degrés par rapport à l'axe du dispositif et distribués uniformément dans une cible de 2 mm d'épaisseur et de 4 cm de diamètre. L'enveloppe de la trajectoire de ces positrons présente un foyer à environ 8 cm du centre de TRAP dans la direction de PSC/ALC. A environ 27 cm du centre de TRAP dans la direction de la

Tableau 4.1 – Variation de la force induite sur les bobines de PSC/ALC pour les champs magnétiques nominaux en fonction de la position de STAR et TRAP. Les positions sont relatives à la position nominale des aimants et les valeurs positives indiquent un déplacement dans la direction du polarimètre. De même, le signe des forces indique la direction de la force. Un signe positif est associé à une force dirigée vers STAR tandis qu'un signe négatif est associé à une force dirigée vers TRAP.

Position relative de TRAP.	Position relative de STAR.	Force sur PSC/ALC
$-\infty$	0 cm	1451 N
-1 cm	0 cm	-317 N
0 cm	0 cm	-467 N
1 cm	0 cm	-626 N
0 cm	-1 cm	-362 N
0 cm	0 cm	-467 N
0 cm	1 cm	-558 N
0 cm	∞	-1940N

cible, les trajectoires présentent un écartement maximum par rapport à l'axe du faisceau. La réalisation des obstacles et des collimateurs s'est faite sur base de l'enveloppe de ces positrons en ajoutant toutefois l'exigence d'une part que les positrons arrivent bien sur le polarimètre et d'autre part, qu'ils passent au foyer avec une distance à l'axe inférieure à 2 cm et qu'il passent au point d'écartement maximum avec une distance à l'axe supérieure à 3 cm. Cette dernière exigence permet ainsi la création d'obstacles "étanches", de façon à ce qu'aucune particule ne puisse passer en ligne droite.

Différentes solutions d'obstacles ont été comparées variant la géométrie (depuis l'enveloppe simple des obstacles jusqu'à une série d'obstacles présentant une surface crénelée) et le matériau des obstacles (tout en cuivre, tout en plomb ou mélange plomb-cuivre). Aucune différence significative n'a été observée entre ces différentes solutions en ce qui concerne le nombre de particules secondaires, chargées ou non, arrivant dans les détecteurs; ni en ce qui concerne la perte d'énergie des positrons arrivant au foyer. Dès lors, la solution "tout en cuivre" a été choisie pour la simplicité de fabrication. La géométrie des obstacles est présentée en annexe. Lors de la transmission des positrons depuis la cible d'arrêt des muons jusqu'au polarimètre, ceux-ci peuvent perdre de l'énergie dans la cible d'arrêt des muons, dans les détecteurs silicium et lors de diffusions sur les parois du tube à vide, des collimateurs et des obstacles. La figure 4.5 présente le rapport des spectres de perte d'énergie des positrons arrivant au foyer pour les situations avec et sans obstacles³. Dans les deux cas, les positrons sont émis de façon iso-

3. Les spectres de perte d'énergie des positrons depuis leur émission jusqu'à SiTAr et de

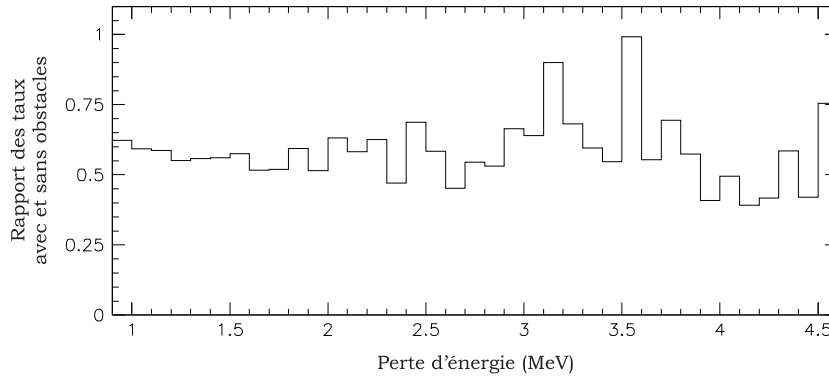


Figure 4.5 – *Rapport des taux avec et sans obstacles en fonction de la perte d'énergie. L'histogramme est présenté avec une limite en perte d'énergie de 4.5 MeV en raison de la faible statistique présente au delà de cette coupure. On peut d'ailleurs observer sur ce graphe la diminution de la statistique pour les pertes d'énergie plus importantes de par la variation plus importante du rapport des taux.*

trope dans des angles compris entre 0° et 20° à partir d'une source étendue de distribution gaussienne présentant un écart type de 2.5 cm et l'énergie initiale des positrons est distribuée uniformément entre 40 MeV et 52.83 MeV. Deux informations ressortent de ce graphe. La première est que le rapport des taux est d'environ 60% ce qui indique que les obstacles induisent, dans cette région en énergie, une perte de taux d'environ 40%. La seconde information est que la perte d'énergie des positrons est identique dans les deux situations (avec et sans obstacles) ce qui illustre bien que la forme des obstacles influe peu sur la perte d'énergie des positrons transmis.

Caractéristique de la transmission du spectromètre

La figure 4.6 présente la transmission en fonction de l'énergie et de l'angle d'émission des positrons pour une source de distribution gaussienne d'écart type égal à 2.5 cm. La transmission dépend également de la distance à l'axe (r) du positron lors de son émission et cette dépendance est corrélée avec la dépendance en angle. Par exemple, pour une valeur de r proche de 2.5 cm, la transmission est favorisée pour des angles d'émission plus petits que pour $r=0$. La dépendance de la transmission en fonction de r est montrée dans le graphe de gauche de la figure 4.7 pour une distribution en énergie et en angle des positrons émis qui suit le spectre de Michel pour des muons polarisés à 100%. Le graphe de droite de cette même figure montre le rapport des transmissions pris pour des distributions en énergie et angle suivant le spectre de Michel pour des muons polarisés à 0% et

SiTAr jusqu'au polarimètre sont présentés dans la figure 4.18 page 62.

100%. La corrélation existant entre la dépendance en angle et la dépendance par rapport à r de la transmission induit un rapport de transmission non constant par rapport à r et maximum pour des valeurs de r proches de 2.5 cm.

Connaissant la dépendance en énergie, angle et distance à l'axe de la transmission, nous pouvons obtenir le nombre de positrons transmis par désintégration de muons pour des muons de polarisations différentes et pour des distributions de muons différentes sur la cible d'arrêt. Le graphe de gauche de la figure 4.8 montre la dépendance de ce pourcentage de transmission en fonction de l'écart type de la distribution gaussienne des muons sur la cible pour deux polarisations des muons ($P_\mu = 0$ et $P_\mu = 1$)⁴. Le graphe de droite montre la variation correspondante du facteur de sensibilité intégré sur l'énergie et l'angle d'émission des positrons et tenant compte de la transmission du spectromètre.

Dans un autre espace de phase, nous fixons l'écart type de la distribution à $\sigma = 2.5$ cm et calculons le spectre énergétique transmis pour deux polarisations différentes des muons ($P_\mu = 0.1$ et $P_\mu = 0.95$). De la même façon que pour la dépendance en fonction de l'écart type, nous pouvons reconstruire la dépendance du facteur de sensibilité, moyenné sur l'angle et la position d'émission, en fonction de l'énergie d'émission du positron. Ceci est présenté dans la figure 4.9.

Dépendance de la transmission par rapport au champ magnétique

La transmission du spectromètre dépend bien entendu de sa réalisation exacte. En ce qui concerne la position des différents éléments, elle est fixée avec précision par la mécanique et nous ne prévoyons pas de grandes variations de la transmission en fonction de ces paramètres endéans les contraintes mécaniques. Par contre, en ce qui concerne les champs magnétiques, nous devons réaliser des vérifications expérimentales sur place. En effet, le calcul effectué dans POISSON n'a pu être vérifié qu'à une précision de 2%. Le spectromètre sélectionne les cinq derniers MeV du spectre de Michel et une variations de 1% du champ magnétique peut déplacer la fenêtre de transmission en énergie d'environ 0.5 MeV. Dès lors, on peut s'attendre à une variation de la transmission de l'ordre de 10% pour une variation homogène du champ magnétique de 1%. La figure 4.10 montre la variation de la forme de la transmission en fonction de l'énergie initiale pour des variations de 2% des courants alimentant les aimants (10% pour STAR) et pour des polarisations des muons de 10% et 95%. Le tableau 4.2 reprend les transmissions correspondantes. Pour un taux de muons s'arrêtant sur la cible de $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, nous pouvons donc nous attendre (dans le cas où les muons sont dépolarisés) à un taux de positrons au niveau du polarimètre de l'ordre de 15000 s^{-1} . Le taux de positrons au niveau des détecteurs silicium est environ deux fois plus élevé de sorte que le taux maximum auquel on peut s'attendre y est d'environ 30000 s^{-1} . Ceci, d'après l'équation (4.1) donne une probabilité de fortuits d'environ 8.6%.

4. Notons que la dépendance de la transmission en fonction de la polarisation est linéaire.

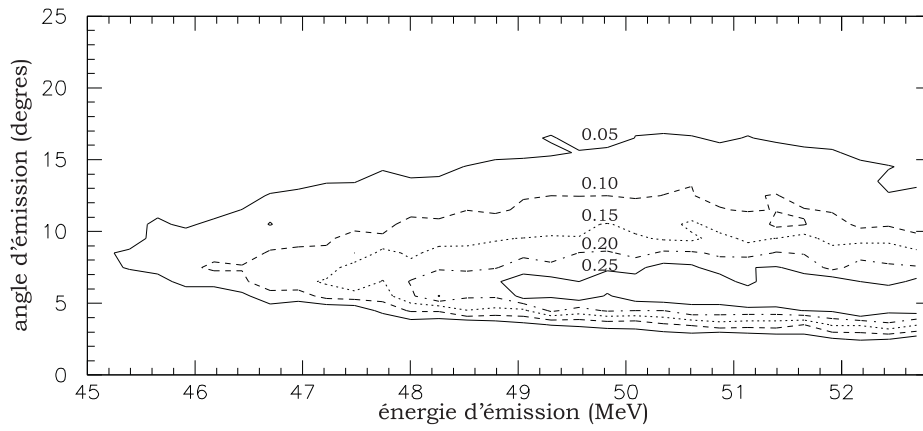


Figure 4.6 – Transmission du spectromètre en fonction de l'énergie et de l'angle d'émission des positrons. La distribution des positrons sur la cible suit une gaussienne à deux dimensions d'écart type égal à 2.5 cm.

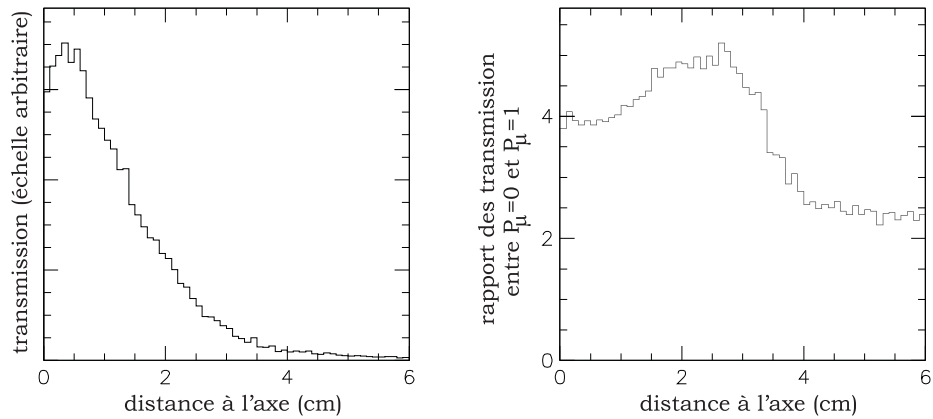


Figure 4.7 – Le graphe de gauche présente la transmission en fonction de la distance à l'axe du point d'émission des positrons pour des muons polarisés à 100%. Le graphe de droite montre le rapport des transmissions des positrons en provenance de muons non polarisés et totalement dépolarisés en fonction de la distance à l'axe du point d'émission.

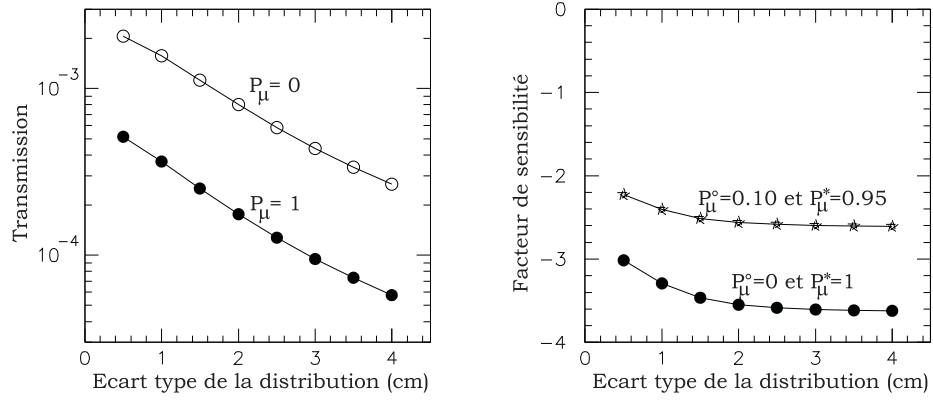


Figure 4.8 – Transmission et facteur de sensibilité intégré en fonction de l'écart type de la distribution des muons sur la cible d'arrêt des muons.

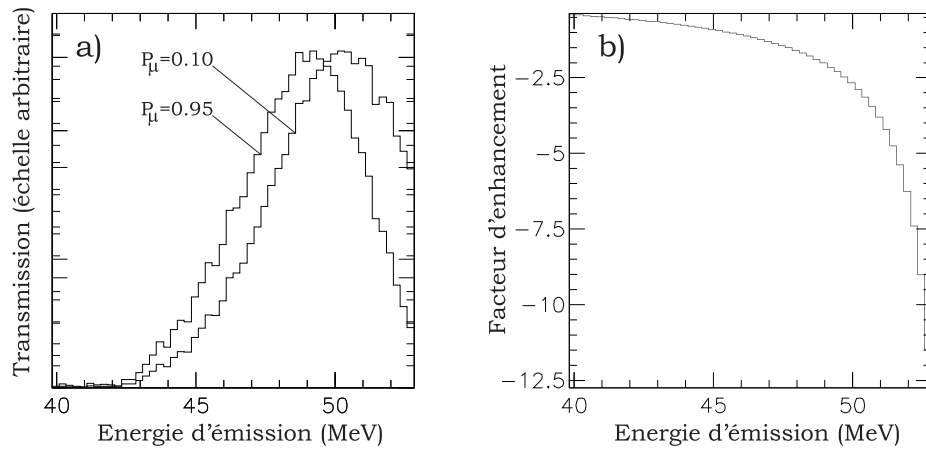


Figure 4.9 – a) Forme du spectre en énergie transmis pour des muons polarisés à 95% ou 10%. b) Facteur de sensibilité (EnF) en fonction de l'énergie d'émission pour une polarisation des muons de 95% et 10%.

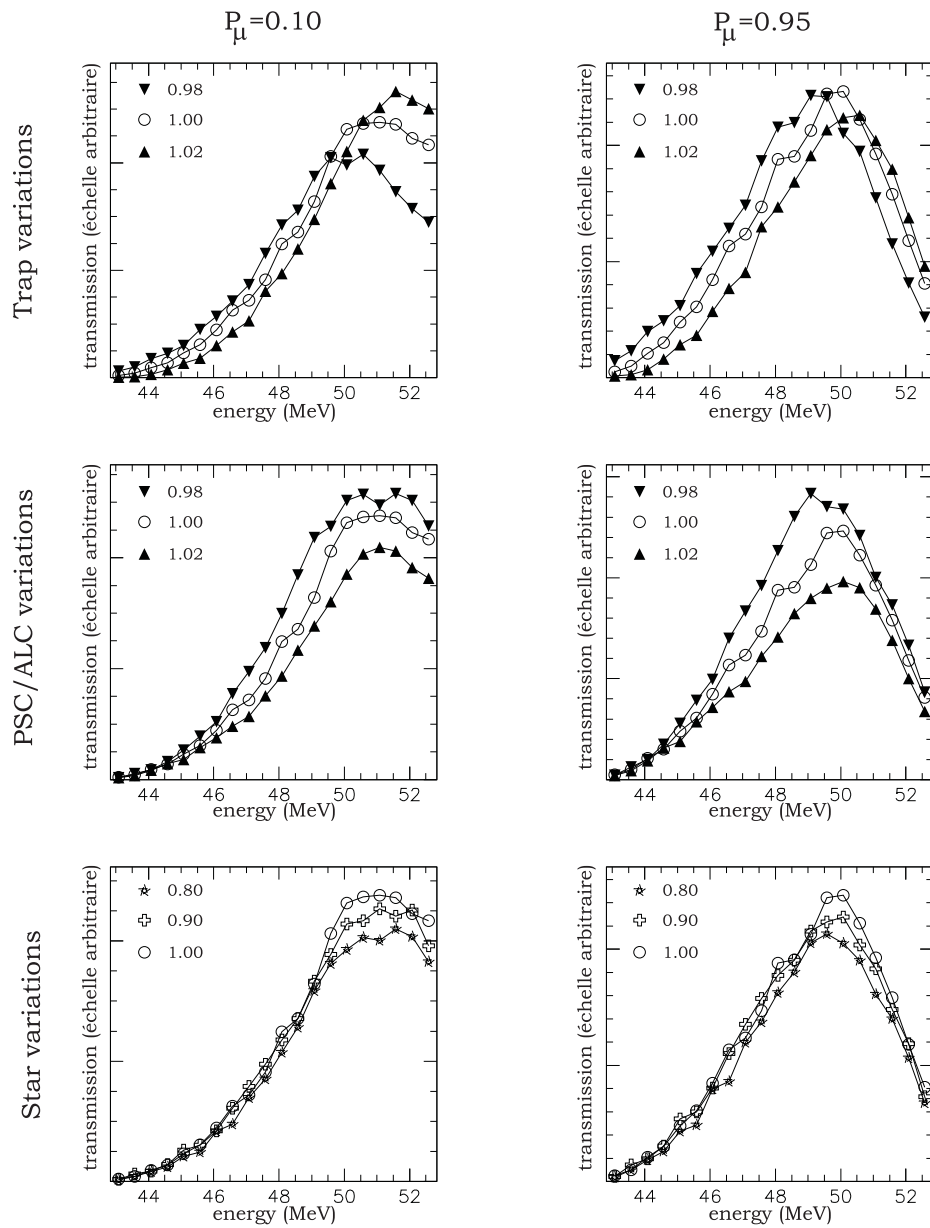


Figure 4.10 – Variations en fonction de l'excitation des différent aimants de la distribution des positrons transmis en fonction de leur énergie initiale.

Tableau 4.2 – Transmission du spectromètre intégrée sur l'énergie et l'angle d'émission des positrons en tenant compte du spectre de Michel des positrons dans la désintégration des muons. La distribution des points d'émission des positrons sur la cible est supposée gaussienne d'écart type égal à 2.5 cm.

Conditions	transmission	transmission	facteur de sensibilité moyen
	$P_\mu = 0.10$	$P_\mu = 0.95$	
nominale	$4.76 \cdot 10^{-4}$	$1.26 \cdot 10^{-4}$	-2.79
$I_{TRAP} \cdot 0.98$	$4.49 \cdot 10^{-4}$	$1.30 \cdot 10^{-4}$	-2.45
$I_{TRAP} \cdot 1.02$	$4.60 \cdot 10^{-4}$	$1.13 \cdot 10^{-4}$	-3.08
$I_{PSC/ALC} \cdot 0.98$	$5.48 \cdot 10^{-4}$	$1.48 \cdot 10^{-4}$	-2.69
$I_{PSC/ALC} \cdot 1.02$	$3.99 \cdot 10^{-4}$	$1.05 \cdot 10^{-4}$	-2.82
$I_{STAR} \cdot 0.80$	$4.20 \cdot 10^{-4}$	$1.11 \cdot 10^{-4}$	-2.78
$I_{STAR} \cdot 0.90$	$4.58 \cdot 10^{-4}$	$1.22 \cdot 10^{-4}$	-2.75

4.2 SiTAr

Dans le champ magnétique homogène de PSC/ALC, les positrons décrivent des trajectoires hélicoïdales. La connaissance de trois points le long de cette trajectoire ainsi que de la valeur du champ magnétique permet la reconstruction de la quantité de mouvement du positron. Trois plans de détecteurs silicium à double face (voir figures 4.11 et 4.12), de résolution spatiale égale à 1 mm placés perpendiculairement à l'axe de PSC/ALC (SiTAr) fournissent les trois positions. La diffusion du positron dans le second plan de silicium ainsi que la résolution spatiale finie de SiTAr engendrent une incertitude sur la quantité de mouvement reconstruite. Dans ce chapitre, nous décrivons dans un premier temps le détecteur SiTAr en lui-même. Ensuite, nous développons la méthode de reconstruction d'abord d'un point de vue purement théorique puis en incluant les diffusions dans les détecteurs grâce aux simulations réalisées à l'aide du programme GEANT. Les résultats des simulations seront comparés aux résultats expérimentaux dans le chapitre qui traite de ce sujet.

4.2.1 Description technique

SiTAr est donc composé de trois plans de détecteurs. Chaque plan est formé de quatre détecteurs silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur, d'une surface active de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ présentant sur chaque face 60 pistes de 1 mm de largeur, les pistes d'une face étant perpendiculaires aux pistes de la face opposée. La surface active est entourée d'un anneau de garde d'environ 1 mm de large qui correspond à une zone morte de notre détecteur. Chaque détecteur est collé à une plaque de

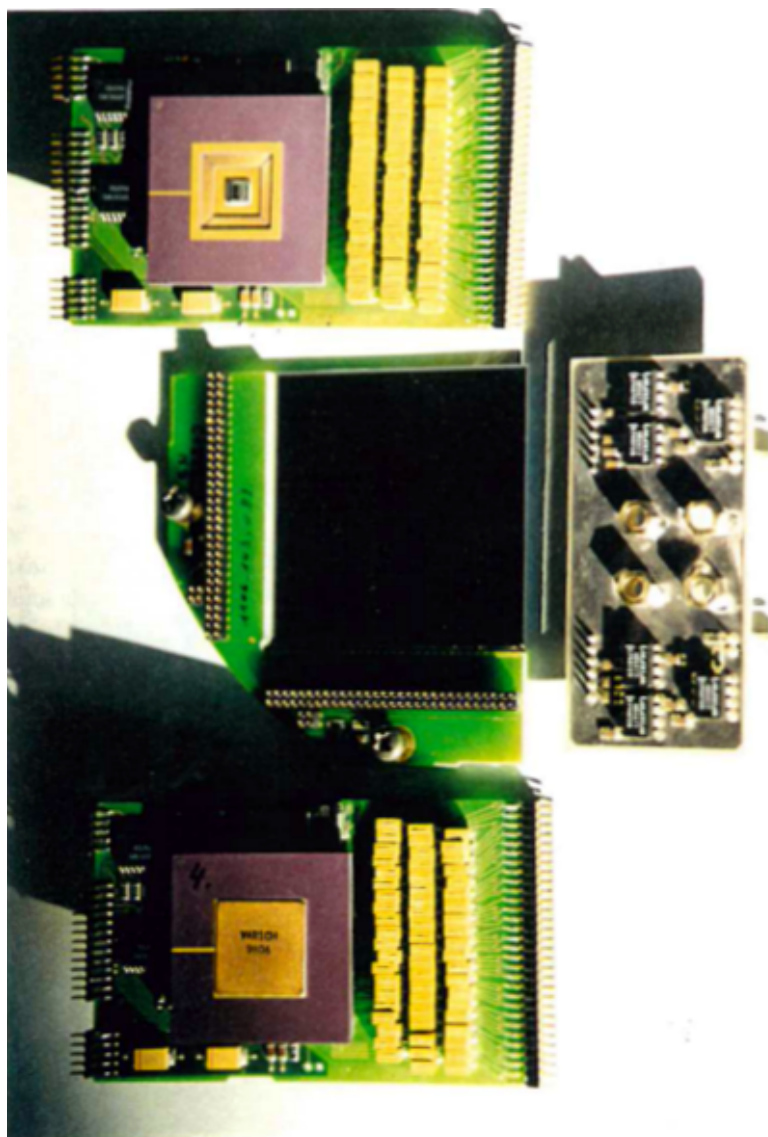


Figure 4.11 – Un détecteur silicium et l'électronique de préamplification.

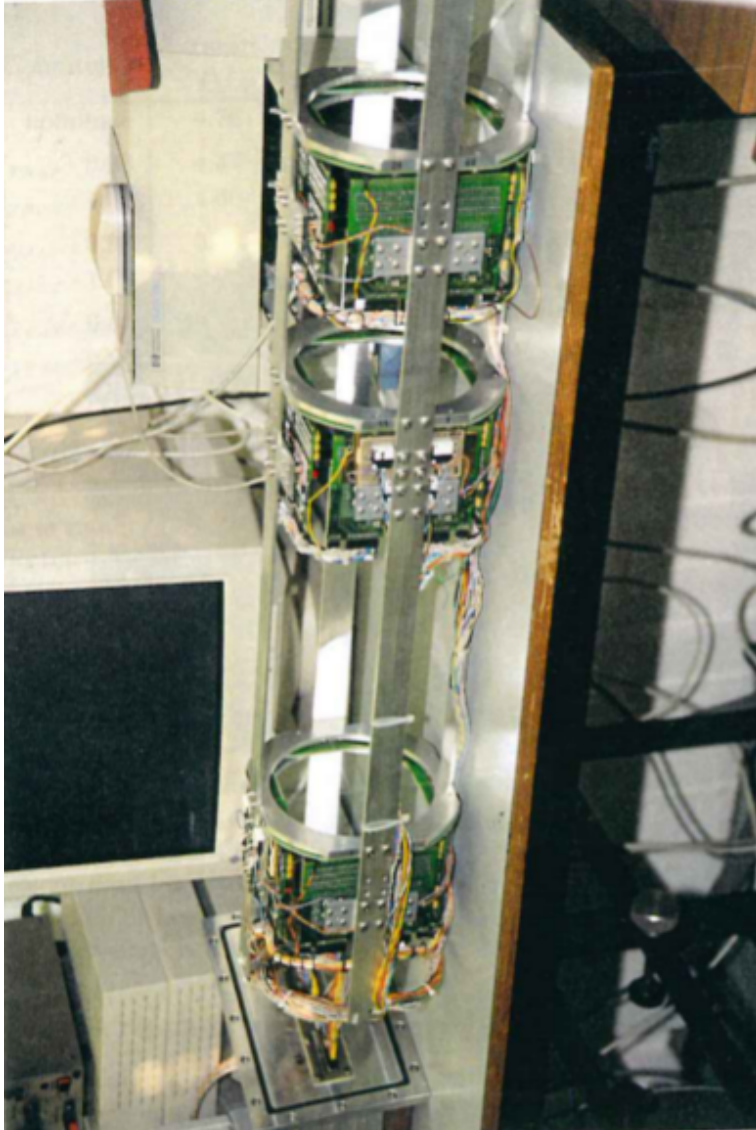


Figure 4.12 – Les trois plans de détecteurs silicium assemblés.

PCB en quart de rond et toutes les pistes du détecteur y sont connectées par *bounding*. Cette plaque de PCB sert de support et permet de connecter une *carte intermédiaire* sur laquelle est disposé l'électronique de lecture et de mise sous tension du détecteur.

Les quatre détecteurs sont disposés pour former un carré de 120 mm de côté et sont maintenus par un anneau d'aluminium via la plaque de PCB. Les trois plans de détecteurs sont ensuite maintenus parallèlement les uns aux autres et à des distances relatives de 21 cm et 42 cm par quatre barres d'aluminium. Le tout est alors introduit dans PSC/ALC et est électriquement isolé de l'aimant par une feuille de kapton entourant l'ensemble. Les positions des trois plans de silicium par rapport au centre de PSC/ALC sont de -31.5 cm, -10.5 cm et 31.5 cm.

Lorsqu'un positron de 50 MeV traverse un détecteur, il y dépose en moyenne 90 keV. L'énergie nécessaire à la formation d'une paire électron-trou dans un détecteur silicium est de 3.6 eV de sorte qu'environ 25000 paires d'électron-trous sont créées. Les électrons sont collectés du côté n et les trous du côté p . Les 60 pistes de chaque face sont connectées via une capacité de 100 pF à une puce VA-Rich (fabriquée par la compagnie IDE en Norvège) qui contient 64 préamplificateurs, 64 mises en forme, 64 échantillonneurs et un multiplexeur ; chaque piste étant connectée à une série "préamplificateur, mise en forme, échantillonneur". Le VA-Rich multiplexe les signaux obtenus sur ses 64 canaux sous forme de courant différentiel sur une paire de fils torsadés⁵. Le signal de sortie est transformé en tension à l'aide de deux convertisseurs courant-tension puis finalement, il est amplifié d'un facteur 10 par un amplificateur différentiel avant d'être amené aux ADC via un connecteur (IVA : Interface Vide Air) permettant de passer du vide dans lequel SiTAR est plongé à l'air. Ce connecteur est également le lieu de passage et de filtre de tous les signaux d'alimentation des détecteurs silicium et des VA-Rich. Les trois plans de détecteurs sont lus en parallèle par 6 ADC C.A.E.N. V 550. Chaque ADC lit séquentiellement les 256 signaux provenant soit du côté p soit du côté n des quatre détecteurs d'un plan. La séquence de lecture est dirigée par un séquenceur C.A.E.N. V 551 B.

VA-Rich

Les constantes de temps des 64 préamplificateurs et des 64 mises en forme d'une puce VA-Rich sont réglées à partir de quatre paramètres (V_{fp} et $I_{prebias}$ pour le préamplificateur, V_{fs} et $I_{shabias}$ pour la mise en forme) qui règlent les résistances de contre-réaction des amplificateurs via un transistor MOSFET. Le niveau DC autour duquel les signaux de sortie fluctuent peut être réglé à l'aide d'une tension (V_{ref}).

5. Nous avons choisi d'utiliser les 60 canaux centraux du VA-Rich de sorte que les canaux 1,2,63 et 64 ne soient pas connectés au détecteur. Ces 4 canaux non connectés doivent cependant être lus.

La séquence de lecture du VA-Rich est la suivante. Indépendamment d'un quelconque événement, le préamplificateur et la mise en forme intègrent et dérivent la charge présente à l'entrée du canal. La présence d'une charge à l'entrée d'un canal se manifeste par la charge puis la décharge d'une capacité située après la mise en forme. L'utilisateur est responsable de transmettre au moment opportun (c'est-à-dire quand la charge de la capacité corrélée à un événement est maximale) un signal "hold", commun à tous les canaux du VA-Rich et empêchant la décharge des capacités. La lecture des charges présentes sur les capacités des différents canaux se fait ensuite via le multiplexeur. Les signaux des 64 canaux du VA-Rich sont déposés tour à tour, par le multiplexeur, sur la voie de sortie au rythme d'une "clock" extérieure; le rythme de "clock" maximal que le VA-Rich peut supporter est de 10 MHz et nous utiliserons une fréquence de 5 MHz . Pour que le multiplexeur commence son travail, la première pulsation de la "clock" doit être reçue en même temps qu'un signal "shift-in". Dès que le VA-Rich a terminé de multiplexer les signaux de tous ses canaux, il produit un signal "shift-out" simultané à la pulsation suivante de la "clock". De cette manière, plusieurs VA-Rich peuvent être lus séquentiellement en fournissant une "clock" commune à toutes les puces VA-Rich, un signal "shift-in" au premier VA-Rich que l'on souhaite lire et en chaînant le "shift-out" d'un VA-Rich vers le "shift-in" du suivant. Finalement, les données du VA-Rich peuvent être effacées par l'envoi d'un signal appelé "dreset". Cette séquence est présentée dans la figure 4.15.

La qualité du multiplexage est réglée par un paramètre supplémentaire (I_{buf}). D'après la firme IDE, I_{buf} doit prendre une valeur proche de $I_{buf} \approx 140\ \mu A$ lorsque le multiplexage est en cours. Le multiplexage devient inopérant pour des valeurs de I_{buf} très petites mais pour des valeurs proches de $I_{buf} \approx 140\ \mu A$, les valeurs croissantes de I_{buf} fournissent des signaux de plus en plus grands sans pour autant améliorer ou détruire le rapport signal sur bruit.

Le bruit électronique de l'amplificateur dépend de trois sources : la capacité des pistes du détecteur silicium, le courant de fuite à travers les pistes et la résistance à travers laquelle les pistes des détecteurs silicium sont alimentées. Les valeurs de ces paramètres pour les détecteurs silicium que nous utilisons sont respectivement $C \approx 30\text{ pF}$ et $I \approx 15\text{ nA}$ et $R = 1\text{ M}\Omega$. La dépendance du bruit envers ces trois paramètres est donnée par les équations suivantes en termes d'électrons équivalents :

$$\begin{aligned} \text{Capacité : } & 160 + 6 \cdot C(\text{pF}) \rightarrow 340\ e^- \quad \text{pour } C = 30\ \text{pF}, \\ \text{Courant de fuite : } & 130 \cdot \sqrt{I(\text{nA})} \rightarrow 503\ e^- \quad \text{pour } I = 15\ \text{nA}, \\ \text{Résistance : } & 1000/\sqrt{R(\text{M}\Omega)} \rightarrow 1000\ e^- \quad \text{pour } R = 1\ \text{M}\Omega, \end{aligned} \quad (4.2)$$

de sorte que le bruit total minimum auquel on peut s'attendre s'élève à $1843\ e^-$ soit un facteur 13 fois plus faible que le signal.

L'entièreté de la puce VA-Rich forme un composant de $5 \times 4.5 \times 0.6\ \text{mm}^3$ et les voies d'entrée et de sortie sont disposées à des intervalles de 54 et $140\ \mu m$. Nous ne disposons pas du matériel nécessaire pour réaliser des connections avec un

pas si faible. Nous avons donc demandé à une firme extérieure (ELMO semiconducteurs d'abord et IDE ensuite) d'encapsuler la puce dans un boîtier PGA144 permettant de connecter la puce à la carte intermédiaire de façon réversible.

Carte intermédiaire et interface vide-air (IVA)

Il nous est apparu que le filtrage de tous les signaux arrivant aux détecteurs silicium ou au VA-Rich était très critique. SiTAR est placé dans le vide et est entouré de PSC/ALC qui fournit un blindage intéressant vis à vis de toute onde électromagnétique extérieure; il reste donc à ne pas importer de bruit via les signaux que nous faisons entrer à l'intérieur du blindage de PSC/ALC.

Un premier filtre a donc été réalisé à l'endroit de sortie et d'entrée des signaux du vide dans l'air (IVA). En ce qui concerne les tensions, le filtrage est réalisé d'une part par la mise en série de "self" à très large bande et d'autre part par un couplage capacitif vers la masse via des capacités électrolytiques (tantale) de grande valeur ($10 \mu F$) pour filtrer les basses fréquences en parallèle avec des capacités céramiques de plus petites valeurs ($0.1 \mu F$) mais plus adaptées au filtrage des hautes fréquences. Quant aux signaux de séquençage ("hold", "shift-in", "clock" et "dreset") issus du séquenceur C.A.E.N. V551 B, ils sont reproduits sur IVA à partir des tensions filtrées.

Un second filtre est réalisé sur la carte intermédiaire aussi proche que possible (de l'ordre de quelques millimètres) du point d'entrée des tensions et courants de réglage dans le VA-Rich par un nouveau couplage capacitif vers un plan de masse dont la stabilité a été maximisée.

En plus du rôle de filtre, la carte intermédiaire et IVA doivent également permettre le réglage des constantes de temps du préamplificateur et de la mise en forme ainsi que le niveau DC de sortie des signaux. Les tensions et courants V_{fp} , $I_{prebias}$, V_{fs} , $I_{shabias}$ et V_{ref} sont réglés via les circuits présentés dans la figure 4.13 grâce à des résistances variables discrètes (64 pas) de $10 k\Omega$ dont la valeur peut être changée à distance par des signaux électroniques. La relation entre les valeurs discrètes imposées sur ces potentiomètres variables et les tensions ou courants appliqués au VA-Rich est indiquée dans le tableau 4.3. Les valeurs choisies pour ces différentes tensions et courants sont : $n(V_{fp}) \approx 50$, $n(V_{fs}) = 63$, $n(I_{shabias}) = 63$ et $n(I_{prebias}) = 63$. En réalité, pour chaque VA-Rich, ces valeurs (et en particulier V_{fp}) ont été réglées pour que le signal présente un maximum à environ $2 \mu s$, repasse par zéro après environ $5 \mu s$ et que la remontée du signal ne dépasse pas le sixième de la valeur maximale du premier pic. La figure 4.14 présente la forme typique de la réponse des VA-Rich à une impulsion test équivalente à la charge déposée par un positron de $50 MeV$ passant dans $300 \mu m$ de silicium.

Pour chaque VA-Rich, il faut 6 résistances variables (une résistance supplémentaire est nécessaire pour faire varier l'amplitude de l'impulsion de test susmentionnée). Ces résistances sont disposées par quatre dans une puce électronique. Il faut donc 2 puces par carte et 16 puces pour les huit cartes d'un plan

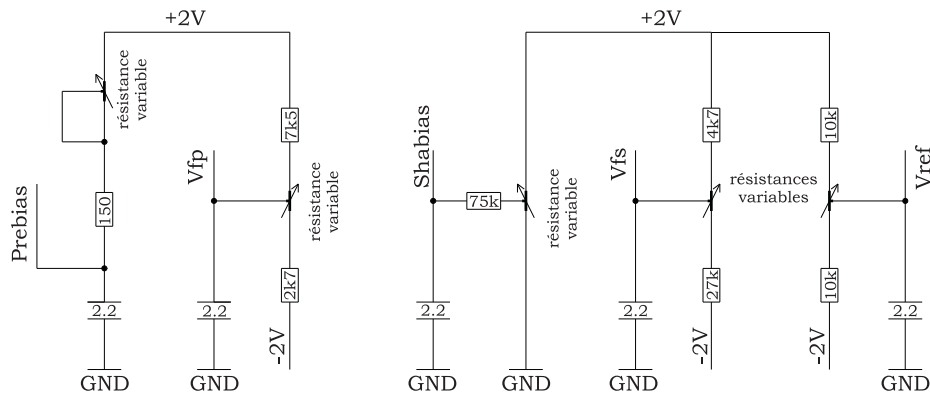


Figure 4.13 – Schéma électronique pour le réglage des tensions V_{fp} , V_{fs} et V_{ref} et des courants $I_{Prebias}$ et $I_{Shabias}$. Les condensateurs doivent être le plus proche possible du point d'entrée dans le VA-Rich.

de détecteur. Les puces sont adressables en 4 bits. Le bit le moins significatif différencie les deux puces d'une même carte et les autres bits déterminent la position d'ordre de la carte dans la connection. La commande des valeurs des résistances des trois plans est transmise par trois bus différents de sorte qu'il n'y ait pas de conflits d'adresse. L'aiguillage de la commande vers l'un ou l'autre de ces bus est réalisé au niveau de IVA par un sélecteur à deux bits.

Séquenceur et ADC

Le séquenceur C.A.E.N. V551 B et les ADC C.A.E.N. V550 sont particulièrement adaptés à la lecture des signaux du VA-Rich. Le séquenceur est en effet capable de produire en parallèle la séquence de signaux nécessaires au VA-Rich pour que celui-ci multiplexe ses signaux et la séquence de signaux permettant la conversion des données par les ADC. Cette séquence est présentée dans la figure 4.15 ; elle est produite par le séquenceur dès que celui-ci reçoit un signal "trigger". Les intervalles de temps t_1 à t_5 indiqués sur la figure sont programmés en début d'acquisition. L'intervalle de temps t_5 doit prendre en compte le temps pour que les signaux "clock" arrivent au VA-Rich, le temps nécessaire à ce dernier pour multiplexer la première donnée et le temps pour que les signaux du VA-Rich arrivent à l'ADC. La figure montre également le signal "DRDY" qui provient des ADC et indique qu'un de ceux-ci au moins est prêt et le signal "BUSY" qui indique la période pendant laquelle le séquenceur est occupé.

Tableau 4.3 – Relation entre les valeurs discrètes imposées sur les potentiomètres variables et les courants et tensions effectivement appliqués sur les entrées du VA-Rich. Chaque tension et chaque courant peut être réglé séparément.

n	V_{fp} (V)	V_{fs} (V)	n	$I_{prebias}$ (μA)	$I_{shabias}$ (μA)
0	-1.41	0.68	0	180	14.5
8	-1.18	0.78	7	180	17.0
16	-0.95	0.89	14	193	19.6
24	-0.72	1.00	21	200	22.2
32	-0.49	1.11	28	220	24.8
40	-0.26	1.22	35	240	27.5
48	-0.03	1.32	42	267	30.3
56	0.20	1.43	49	300	33.2
63	0.40	1.52	56	353	36.2
			63	427	39.4

4.2.2 Méthode

Un positron de quantité de mouvement p se déplaçant dans un champ magnétique $\vec{B} = B\hat{z}$ parcourt une hélice dont l'équation est donnée ci dessous :

$$helice \equiv \begin{cases} x(t) = r \cos\left(\frac{v_r}{r}t + \phi\right) + x^* \\ y(t) = r \sin\left(\frac{v_r}{r}t + \phi\right) + y^* \\ z(t) = v_z t + z_0 \end{cases} \quad (4.3)$$

où $v_r = p_r/\gamma m$ et $v_z = p_z/\gamma m$ sont les composantes radiale et longitudinale de la vitesse, $r = p_r/qB$ est le rayon de l'hélice, q est la charge du positron et ϕ , x^* , y^* , z_0 sont des paramètres qui dépendent de la position initiale du positron.

Les trois plans de détecteurs (numérotés 1,2 et 3 dans le sens du faisceau) que nous utilisons sont perpendiculaires à l'axe \hat{z} et déterminent trois positions du positron le long de sa trajectoire. La distance projetée sur le plan xy entre la position obtenue dans un plan i et la position dans le plan j est donnée par

$$d_{ij} \equiv \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad (4.4)$$

$$= \frac{p_r}{qB} \sqrt{2 - 2 \cos\left(\frac{qB}{p_z}(z_i - z_j)\right)} \quad (4.5)$$

$$= |2r \sin(\theta_{ij}/2)| \quad (4.6)$$

où $\theta_{ij} = qB(z_i - z_j)/p_z$ est l'angle parcouru par le positron le long de l'hélice entre le plan i et le plan j . La position des détecteurs est choisie pour que $(z_3 - z_2) = 2(z_2 - z_1)$. Dans ce cas, $\theta_{32} = 2\theta_{21}$ et les distances d_{21} et d_{32}

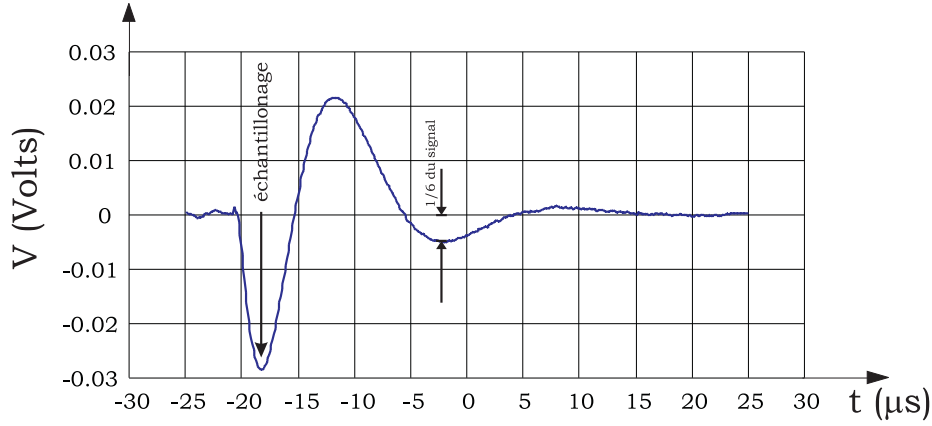


Figure 4.14 – Réponse typique des VA-Rich à la charge déposée par un positron de 50 MeV dans le détecteur silicium.

permettent de retrouver simplement les composantes radiale et longitudinale de la quantité de mouvement du positron :

$$p_r = \frac{qB(d_{21})^2}{\sqrt{4(d_{21})^2 - (d_{32})^2}} \quad (4.7)$$

$$p_z = \frac{qB(z_2 - z_1)}{2(\theta_{21}/2)} = \frac{qB(z_2 - z_1)}{2\left(2k\pi \pm \arccos\left(\pm \frac{d_{32}}{2d_{21}}\right)\right)} \quad (4.8)$$

L'équation $\theta_{21} = qB(z_2 - z_1)/p_z$ montre que pour un champ magnétique de 2.66 teslas et pour $z_2 - z_1 = 21$ cm, tous les positrons de quantité de mouvement selon \hat{z} inférieure ou égale à 53.34 MeV/c parcourent plus d'un demi-tour entre les plans 1 et 2. Par ailleurs, la simulation à l'aide de GEANT montre que plus de 99.5% des positrons réalisent moins d'un tour complet⁶ de sorte que pour une large majorité des positrons, $\theta_{21} \in [\pi, 2\pi]$ et dès lors l'ambiguïté présente dans l'équation (4.8) peut être levée⁷ et le calcul de p_z se réduit à

$$p_z = \frac{qB(z_2 - z_1)}{2\left(\arccos\left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}}\right)\right)} \quad (4.9)$$

Dans tout ce calcul, la distance d_{31} n'a pas été utilisée or la connaissance de la quantité de mouvement, apportée par d_{21} et d_{32} , permet de calculer d_{31} (éq. 4.5).

6. Parmi les 0.5% restant, 88% déposent moins de 30 MeV dans les BGO et peuvent donc être rejetés.

7. En réalité, l'ambiguïté due à la non-connaissance du signe du cosinus ($|\cos(\theta_{21}/2)| = \frac{d_{32}}{2d_{21}}$) et à la non-bijectivité de la fonction *cosinus* peut être levée pour n'importe quel intervalle $\theta_{21} \in [\theta, \theta + 2\pi]$ (voir annexe B) de sorte que dans notre cas ($\theta = \pi$), la reconstruction est univoque pour des valeurs de p_z comprises entre 17.8 MeV/c et 53.34 MeV/c.

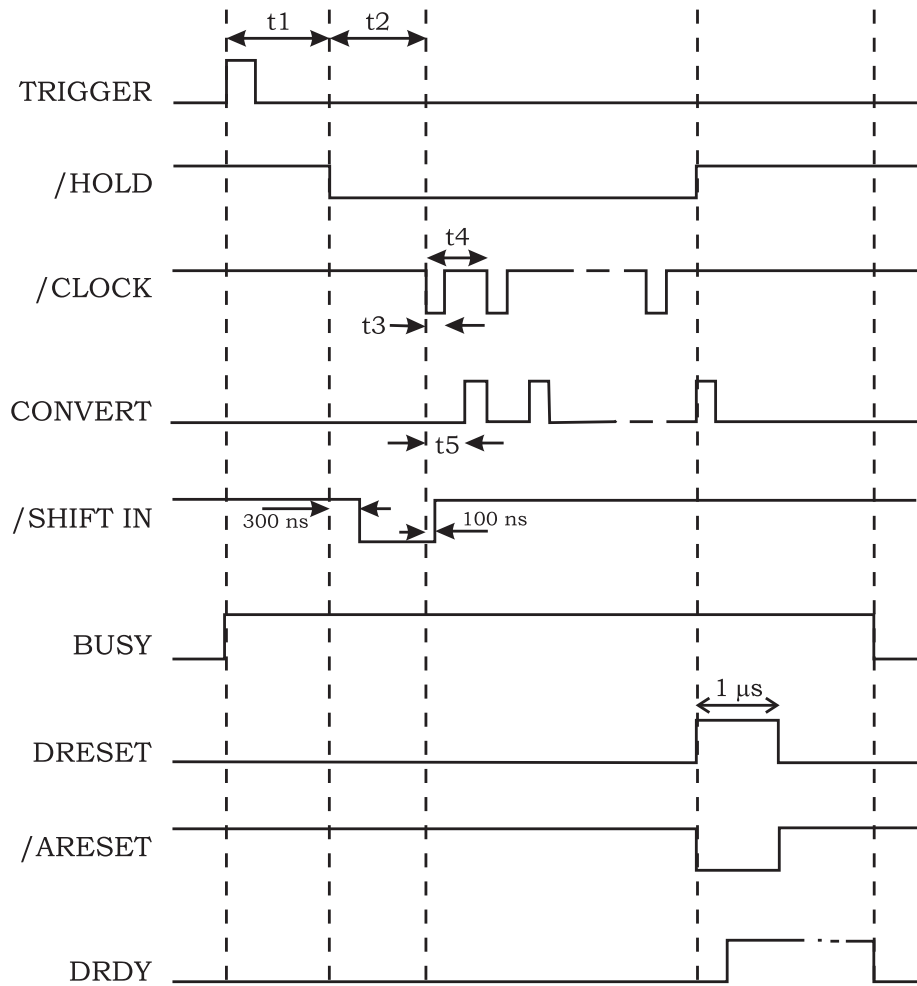


Figure 4.15 – Séquence permettant le multiplexage des signaux échantillonnés par les VA-Rich et leur conversion par les ADC.

Cette distance permet donc d'apporter une contrainte de cohérence à la reconstruction en moment. L'effet de cette contrainte sur la résolution sera présenté dans le chapitre 6 (figure 6.8).

4.2.3 Simulation

La précision de la reconstruction en quantité de mouvement dépend de la résolution spatiale des détecteurs et de la diffusion des positrons dans les plans de silicium. Nous avons réalisé des simulations du dispositif complet jusqu'au polarimètre à l'aide de GEANT pour déterminer cette résolution et estimer les variations de la résolution par rapport à divers paramètres.

Conditions de la simulation

Les positrons sont tirés à 0.5 mm de la surface d'entrée d'une cible d'aluminium de 2 mm d'épaisseur tournée de 15° par rapport à l'axe du faisceau. L'émission des positrons est isotrope pour des angles compris entre 0° et 25° par rapport à l'axe du faisceau et la distribution en énergie est uniforme entre 40 et 56 MeV. La distribution spatiale des points d'émission des positrons est uniforme dans un rayon de 6 cm. Chaque particule est suivie de même que toutes les particules secondaires jusqu'à un seuil de 10 keV. Le champ magnétique est introduit dans GEANT sous forme d'une carte dont le pas est de 1 cm et les champs magnétiques intermédiaires sont interpolés linéairement. Pour toutes particules chargées arrivant au niveau du polarimètre dans un rayon de 10 cm, nous construisons un tableau (Ntuple) avec la position, l'énergie et l'angle initial du positron, ses points de passage dans les détecteurs silicium (qui permettront de reconstruire la quantité de mouvement), la quantité de mouvement (et sa composante longitudinale) du positron au niveau du deuxième plan de détecteurs silicium, l'énergie totale de toutes les particules arrivant au niveau du foyer, l'énergie déposée par les positrons dans le mur de BGO et, finalement, le type de particule arrivant au foyer (le positron initial ou une particule chargée produite par celui-ci). D'autres données sont conservées sous forme d'histogramme pour chaque positron émis. Il s'agit entre autres de la perte d'énergie dans les détecteurs silicium, de la distribution en énergie et en angle des positrons émis, ... En particulier, la distribution en énergie des photons secondaires arrivant sur les silicium ainsi que la distribution des particules chargées arrivant dans les détecteurs silicium permettent d'estimer le taux de particules déposant un signal significatif dans SiTAR par rapport au taux de positrons arrivant au foyer. L'estimation de ces taux indique que le nombre de particules (e^+ , e^- ou γ) traversant SiTAR est environ deux fois plus important que le nombre de particules arrivant au foyer.

Le ntuple et la connaissance de la distribution initiale des positrons permettent éventuellement de peser chaque événement de façon à simuler une distribution initiale différente (distribution spatiale gaussienne, émission en énergie

et en angle suivant le spectre de Michel) de celle utilisée dans la simulation.

Vérifications préliminaires

A titre d'exemple, voici deux vérifications réalisées pour tester la validité des résultats de la simulation.

La première vérification concerne la perte d'énergie des positrons dans les détecteurs silicium de 300 μm pour une incidence normale. Celle-ci doit être distribuée suivant une courbe de Landau dont le maximum de probabilité se trouve à 87 keV et dont la moyenne est de 102 keV [17]. Les résultats obtenus dans notre simulation avec le dispositif complet donne une valeur de 90 keV pour le maximum de probabilité et de 109 keV pour la moyenne en accord avec les valeurs attendues.

Une seconde vérification concerne l'angle de diffusion des positrons dans les détecteurs silicium en l'absence de champ magnétique. La distribution de cet angle de diffusion suit approximativement la loi de probabilité [31]

$$P(\theta) \propto \sin \theta \exp(-\theta^2/2\theta_0^2) \quad (4.10)$$

où θ_0 est donné par

$$\theta_0 = z\sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \frac{13.6 MeV}{\beta^2 E} . \quad (4.11)$$

Pour une épaisseur de 300 μm de silicium et des positrons de 50 MeV , $\theta_0 = 0.012$. Une simulation réalisée sans champ magnétique permet de construire la distribution des angles de diffusion dans les plans de silicium grâce à la connaissance des points de passage des positrons dans les trois plans de détecteurs. L'ajustement de cette distribution par la fonction donnée dans l'équation (4.10) fournit une valeur de $\theta_0 = 0.0113$ à nouveau en accord avec la valeur attendue. Le même ajustement réalisé en simulant une précision de reconstruction des points de passage de 1 mm fournit une valeur de $\theta_0 = 0.017$ que nous pourrions comparer en temps voulu aux résultats expérimentaux⁸.

Ces vérifications nous assurent que notre programme utilise GEANT à bon escient et qu'il fournit des résultats réalistes.

Résolution en moment

La résolution de la méthode est déterminée en construisant la distribution du rapport entre la quantité de mouvement reconstruite par notre algorithme et la quantité de mouvement réelle du positron au niveau des détecteurs silicium. Cette distribution est approximativement gaussienne et sa largeur à mi-hauteur

⁸. Cette augmentation est aisément compréhensible puisqu'une imprécision de 1 mm sur une distance de 210 mm (la distance entre les deux premiers plans) induit une imprécision sur l'angle de l'ordre de 0.005 radian.

ainsi qu'au dixième de sa hauteur permet de caractériser la résolution de l'algorithme. Ce travail a été réalisé d'une part en supposant une résolution spatiale infiniment bonne des détecteurs silicium et d'autre part en intégrant la résolution de 1 mm de nos détecteurs.

Dans le cas de la résolution spatiale infiniment bonne, la largeur à mi-hauteur de la distribution est de 1.7% et la largeur au dixième est d'environ 3.67%. Ces deux nombres équivalent approximativement à une résolution de $0.85 \text{ MeV}/c$ à mi-hauteur et $1.84 \text{ MeV}/c$ au dixième de la hauteur pour des positrons de $50 \text{ MeV}/c$.

L'introduction de la résolution spatiale des détecteurs silicium dans l'algorithme de reconstruction de la quantité de mouvement élargit la résolution en moment de SiTAR jusqu'à une largeur de $1.1 \text{ MeV}/c$ à mi-hauteur et de $2.6 \text{ MeV}/c$ au dixième de la hauteur. On pourrait donc éventuellement améliorer la résolution de notre détecteur en utilisant des détecteurs de meilleure résolution spatiale.

Ces résultats sont obtenus pour des positrons dont la distribution en énergie est uniforme entre 40 MeV et 52.83 MeV . En réalité, la résolution dépend de l'énergie des positrons, elle est d'autant meilleure que l'énergie des positrons est proche de 53 MeV . La figure 4.16 montre la variations de la largeur à mi-hauteur de la résolution, obtenue en utilisant la résolution spatiale de 1 mm des détecteurs silicium, en fonction de l'énergie initiale des positrons. Cette dépendance de la

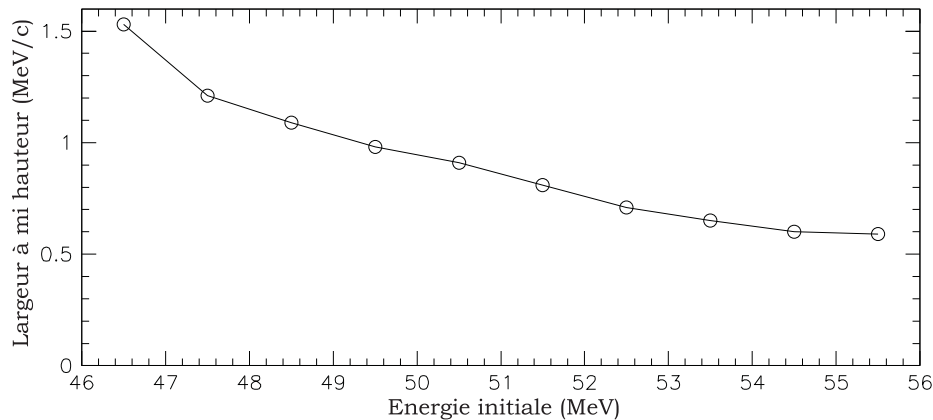


Figure 4.16 – Largeur à mi-hauteur de la résolution énergétique de SiTAR en fonction de l'énergie des positrons (ici, l'énergie initiale).

résolution en fonction de l'énergie des positrons est due au fait que le dispositif a été prévu pour que les positrons de quantité de mouvement selon l'axe \hat{z} égale à $p_z = 53.3 \text{ MeV}/c$ (et donc d'énergie supérieure ou de l'ordre de 53 MeV) réalisent un tour complet entre le deuxième et le troisième plan de silicium de sorte que les effets de diffusion multiple sont minimisés pour ces positrons ce qui

n'est pas le cas pour les positrons de moindre énergie.

La dépendance de la résolution en fonction de l'angle d'émission et de la position initiale des positrons a également été étudiée. Le graphe de gauche (respectivement droite) de la figure 4.17 présente en superposition la distribution des positrons en fonction du rapport entre le moment reconstruit et le moment réel des positrons pour trois angles (respectivement quatre positions) d'émissions différents et pour une résolution spatiale de SiTAR de 1 mm. Mis à part les fluctuations statistiques, nous n'observons aucune différence entre ces distributions.

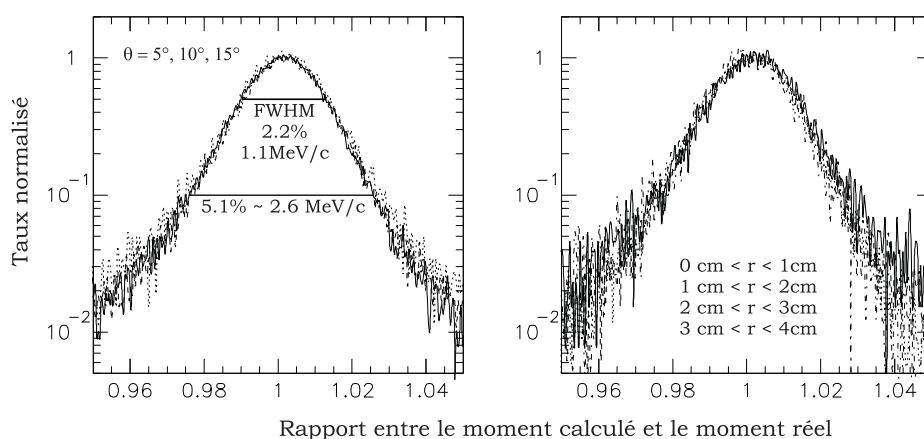


Figure 4.17 – Résolution de SiTAR obtenue par simulation. Les deux graphes, issus des simulations, présentent le rapport entre la quantité de mouvement calculée et la quantité de mouvement au niveau du deuxième plan de SiTAR que la simulation nous permet de connaître exactement. La quantité de mouvement calculée est obtenue grâce à la connaissance, avec une précision de 1 mm, du point de passage du positron dans les trois plans de SiTAR. Le graphe de gauche présente en superposition les distributions obtenues pour des angles d'émission de 5° , 10° , et 15° tandis que le graphe de droite présente en superposition les distributions obtenues pour des positrons émis à une distance de l'axe du spectromètre de 0, 1, 2, et 3 cm.

Tout ceci montre la relation entre la quantité de mouvement reconstruite par SiTAR et la quantité de mouvement réelle au niveau des détecteurs silicium. Il reste à montrer le lien entre la quantité de mouvement réelle au niveau du second plan de SiTAR (P_{SiTAR}) ou de façon équivalente l'énergie réelle au niveau du second plan de SiTAR (E_{SiTAR}) et l'énergie initiale du positron lors de la désintégration du muon (E_i) ainsi que celui entre E_{SiTAR} et l'énergie du positron au niveau du polarimètre (E_{pol}); ceci est réalisé dans les deux graphes de la figure 4.18

La résolution en énergie de SiTAR a en réalité peu d'importance en elle-

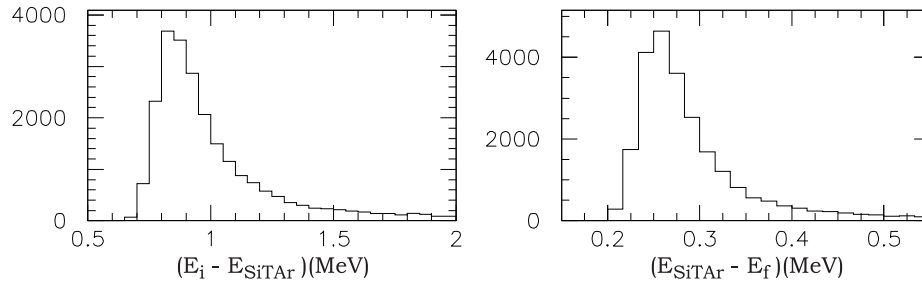


Figure 4.18 – *Distribution des positrons en fonction de leur perte d'énergie. Le graphe de gauche concerne la perte d'énergie entre l'émission du positron et son passage dans le deuxième plan de SiTAr ($E_i - E_{SiTAr}$); elle est dominée par la perte d'énergie dans la cible. Le graphe de droite concerne la perte d'énergie entre le passage du positron dans le deuxième plan de SiTAr et son arrivée dans le polarimètre au foyer ($E_{SiTAr} - E_f$).*

même. Ce qui importe, nous l'avons déjà mentionné, c'est le facteur de sensibilité. D'une part, la grandeur de ce facteur permet d'améliorer la précision sur la combinaison des paramètres de Michel f . D'autre part, la variation du facteur de sensibilité en fonction d'un paramètre quelconque (ici la quantité de mouvement reconstruite) induit une variation équivalente (et proportionnelle à f) du rapport des polarisations longitudinales des positrons émis dans la désintégration de muons polarisés et dépolarisés. Cela permet de maîtriser les effets systématiques éventuels. La grandeur moyenne du facteur de sensibilité est fixée par la sélection en énergie et en angle des positrons réalisée par le spectromètre passif. Nous avons déjà présenté (dans la figure 4.9) la variation importante du facteur de sensibilité en fonction de l'énergie initiale des positrons. La figure 4.19 montre ce qu'il en advient lorsque l'on tient compte de la résolution de SiTAr et de la perte d'énergie des positrons entre la cible et SiTAr. La comparaison des figures 4.9 et 4.19 montre clairement que la variation du facteur de sensibilité est conservée et dès lors que la résolution en moment de SiTAr est suffisante.

Finalement, la zone morte créée par l'anneau de garde sur chaque détecteur induit une inefficacité de détection que l'on peut déterminer par la simulation. Le tableau 4.4 reprend le pourcentage d'événements passant dans une zone morte de 1 mm de large autour de chaque détecteur silicium. La dernière ligne du tableau est donc l'inefficacité de SiTAr due uniquement à la zone morte.

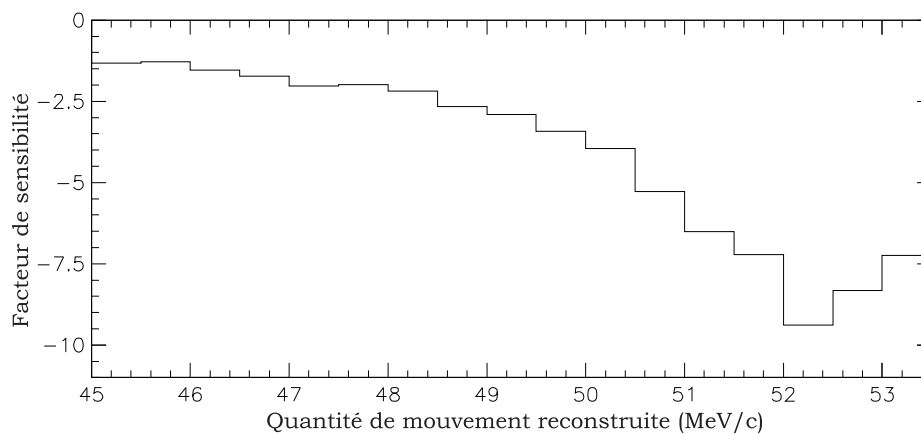


Figure 4.19 – *Facteur de sensibilité en fonction de la quantité de mouvement reconstruite obtenue par la simulation en tenant compte de la résolution spatiale de 1 mm des détecteurs silicium et de la perte d'énergie des positrons dans la cible et les détecteurs.*

Tableau 4.4 – *Inefficacité induite par la zone morte des détecteurs silicium. La colonne de gauche indique les plans dans lesquels la particule passe dans la zone morte et la colonne de droite reprend le pourcentage d'événements correspondant.*

plans de détecteurs N°	pourcentage
1	7.81%
2	8.90%
3	6.47 %
2 et 3	1.89%
3 et 1	0.89%
1 et 2	1.25%
1 et 2 et 3	0.27%
1 ou 2 ou 3	27.49%

Chapitre 5

Polarimétrie

5.1 Résumé de la méthode

La polarimétrie des positrons est basée sur les réactions d'annihilation en vol (AN) et de diffusion Bhabha (BB) sur des électrons polarisés. Le taux de chacune de ces réactions dépend de l'orientation relative du spin du positron incident et du spin de l'électron cible. L'asymétrie, définie comme

$$A \equiv \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} \quad (5.1)$$

où $N_{\uparrow\uparrow}$ (respectivement $N_{\uparrow\downarrow}$) est le taux de la réaction pour un positron et un électron ayant leurs spins parallèles (respectivement anti-parallèles), est opposée pour les deux processus (AN et BB). La dépendance de cette asymétrie en fonction de l'énergie des deux particules émises est présentée dans la figure 5.1[24]. Le pouvoir d'analyse du polarimètre, noté \mathcal{A} , est défini comme l'asymétrie obtenue pour des positrons de polarisation égale à 100% lorsque l'on tient compte de la luminosité¹ du polarimètre et de la polarisation des électrons dans le polarimètre suivant l'axe de la mesure. Le pouvoir d'analyse expérimental (\mathcal{A}_{exp}) tient compte en outre de la dilution possible de l'asymétrie par des événements imitant les processus AN et BB, mais ne possédant pas d'asymétrie. Finalement, l'asymétrie expérimentale (A_{exp}) est définie comme

$$A_{exp} \equiv \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = P_L \mathcal{A}_{exp} \quad (5.2)$$

où N_+ et N_- sont les taux observés de la réaction pour deux orientations opposées de la polarisation des électrons. La polarisation des positrons est alors

1. La luminosité du polarimètre est un facteur complexe qui tient compte de toute la géométrie du polarimètre dont les angles solides de détections et la segmentation des détecteurs.

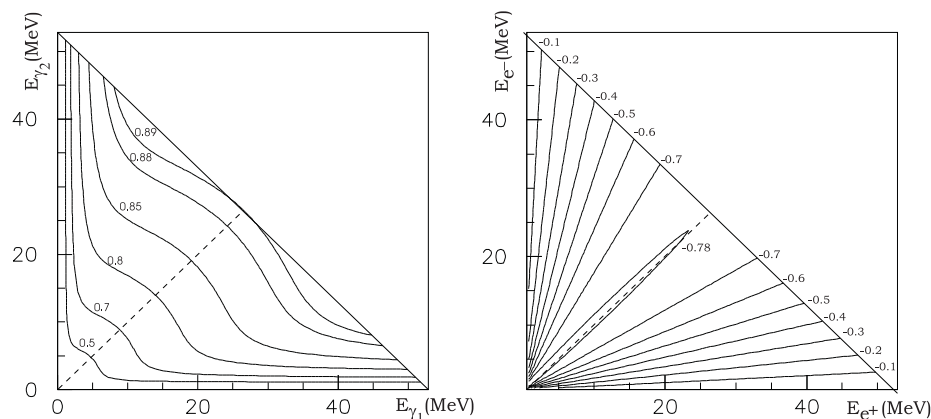


Figure 5.1 – Courbe d'équi pouvoir d'analyse pour l'annihilation en vol (à gauche) et la diffusion Bhabha (à droite) en fonction de l'énergie des deux produits du processus.

obtenue comme

$$P_L = \frac{A_{exp}}{\mathcal{A}_{exp}} = \frac{1}{\mathcal{A}_{exp}} \cdot \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (5.3)$$

Comme illustré sur la figure 5.2, deux scintillateurs plastiques et une chambre à fils détectent tout positron entrant dans le polarimètre. La polarisation des électrons cibles est réalisée dans deux feuilles de Vacoflux magnétisées en directions opposées jusqu'à la saturation. Les deux feuilles sont séparées par une chambre à fil qui permettra de localiser l'endroit et la feuille où le processus s'est produit ; le tout est lui-même placé entre deux chambres à fils. L'ensemble de ces feuilles et chambres à fils est tourné de 45° par rapport à l'axe du spectromètre². En aval de ce dispositif, une nouvelle chambre à fils, deux hodoscopes et un mur de BGO permettent de déterminer les produits du processus (chargés pour BB et neutres pour AN) ainsi que leurs énergies³. L'ensemble des détecteurs permet de déterminer la cinématique du processus et est un outil puissant pour distinguer le bruit de fond.

5.2 Feuilles de Vacoflux

Les deux feuilles de Vacoflux placées à 45° par rapport à l'axe du faisceau fournissent les électrons polarisés nécessaires à la polarimétrie. La polarisation

2. Il est nécessaire de tourner les chambres à fils et les feuilles de Vacoflux par rapport à l'axe du spectromètre car les électrons sont polarisés parallèlement à la grande surface des feuilles et que nous désirons obtenir une polarisation maximale des électrons dans la direction de l'axe du faisceau.

3. Les chambres à fils, les feuilles de Vacoflux, et la simulation du passage des positrons dans le polarimètre ont été réalisés par Xavier Morelle et Johny Egger.

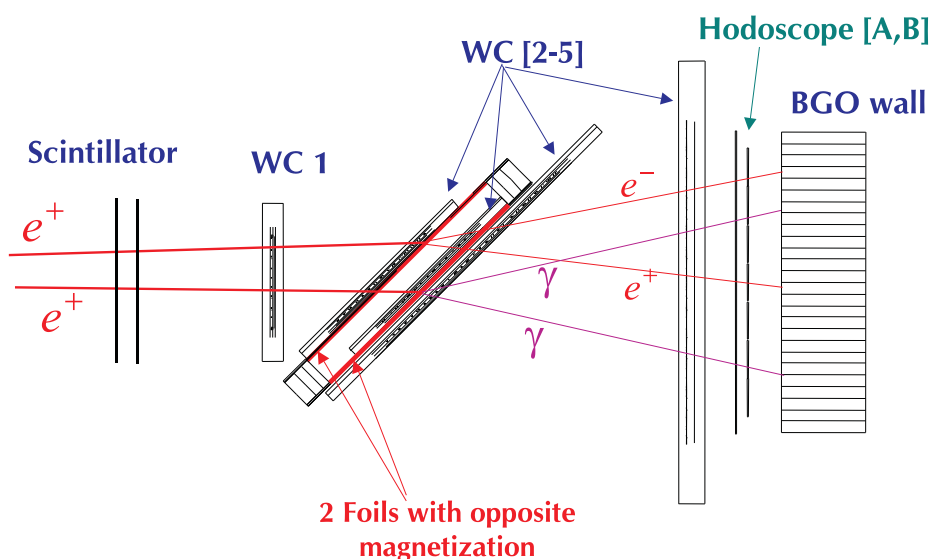


Figure 5.2 – Vue aérienne du polarimètre. Deux événements typiques sont présentés : une réaction BB dans la première feuille de Vacoflux et une réaction AN dans la deuxième feuille. Cependant, la majorité des positrons passe dans les feuilles en subissant uniquement des diffusions (ni BB, ni AN).

des électrons est proportionnelle au champ magnétique induit dans les feuilles. Celui-ci doit donc être maximal, mais d'un autre côté, le champ de fuite doit être minimisé en raison de la proximité des PM des BGO d'une part et également pour que les positrons ne soient plus déviés de leur trajectoire une fois sortis des feuilles.

Les feuilles ont une longueur de 60 cm, une largeur de 15 cm et une épaisseur de 1 mm qui a été réduite dans la région centrale sur une longueur de 33 cm à 0.75 mm afin de garantir une valeur maximale du champ magnétique dans cette région. Elles ont de plus reçu un traitement spécial grâce auquel le champ magnétique rémanent est pratiquement égal au champ magnétique à saturation ce qui permet effectivement de minimiser les champs de fuite tout en maximisant le champ magnétique à l'intérieur des feuilles. Le champ magnétique obtenu est de 2 T au centre des feuilles et est homogène endéans 1.9% dans la région centrale. La polarisation des électrons qui en résulte est de 7.06% dans la direction de la feuille⁴ et de 4.99% dans la direction de l'axe du faisceau.

4. Le facteur gyromagnétique utilisé pour cette estimation est celui d'un alliage composé de 50% de Fe et 50% de Co.

5.3 Chambres à fils 1 à 4

Ces quatre chambres à fils (présentées dans la figure 5.2) sont, chacune, constituées d'une fenêtre d'entrée en kapton doublement aluminisée, d'une cathode en mylar doublement aluminisée, d'une anode réalisée avec des fils verticaux de $20 \mu\text{m}$ de diamètre en tungstène recouverts d'or (permettant la détermination de la coordonnée x), d'une deuxième cathode, d'une deuxième anode réalisée avec des fils horizontaux de $20 \mu\text{m}$ de diamètre en tungstène recouverts d'or (permettant la détermination de la coordonnée y), d'une troisième (et dernière) cathode et, finalement, de la fenêtre de sortie en kapton doublement aluminisée. La distance entre les cathodes et les anodes est de 3 mm. La distance entre les fils des anodes est de 2 mm et les fils situés aux deux extrémités des plans d'anodes (deux ou trois fils de chaque côté) ont un diamètre plus important (de $50 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$) pour éviter les bris de fils dus au grand gradient de champ électrique à ces endroits. Pour les chambres à fils 2 à 4, les canaux de lecture sont constitués de groupes de deux fils tandis que pour la première chambre, chaque canal de lecture est constitué d'un seul fil sauf le premier et le dernier canal qui regroupent chacun trois fils. Le nombre de fils et de canaux de lecture ainsi que la taille active des chambres à fils sont présentés dans le tableau 5.1

Tableau 5.1 – Description du nombre de fils, de canaux et de la taille des chambres à fils 1 à 4.

chambre	# fils		# canaux		dimension active
	x	y	x	y	$x \times y \text{ mm}^2$
1	112	112	108	108	224×224
2&3	154	104	77	52	308×208
4	294	144	147	72	588×288

La lecture des signaux sur les anodes des chambres à fils est réalisée avec la même électronique que celle utilisée pour SiTAr. Deux modules C.A.E.N V550 (soit Quatre ADC) et un séquenceur C.A.E.N. V551 B supplémentaires sont utilisés pour cette lecture et les quatre chambres à fils sont lues en parallèle.

5.4 Hodoscope et chambre à fils 5

Une cinquième chambre à fils suit ce dispositif. Elle contient 2×13 groupes de 16 fils réalisant une grille maillée avec un pas de 64 mm. Elle donne uniquement des sorties de discriminateur et fait partie de la logique de déclenchement. Elle permet de confirmer les événements AN, mais également d'éliminer nombre de faux événements BB produits par des positrons rétro-diffusant sur le mur de BGO et s'arrêtant dans l'hodoscope qui se situe entre elle et le mur de BGO.

L'hodoscope est fait de 2×7 scintillateurs plastique de 90 mm de large, 3 mm d'épaisseur dont la longueur est adaptée suivant la position pour couvrir toute la surface du mur de BGO. Les deux groupes de 7 sont placés perpendiculairement l'un à l'autre juste devant le mur de BGO qu'ils couvrent, permettant ainsi de déterminer le nombre de particules chargées arrivant au mur de BGO. Il permet également de blinder la chambre à fils de la rétro-diffusion des positrons sur le mur de BGO.

L'hodoscope et la chambre à fils sont complémentaires puisque, d'une part, l'un blinde l'autre et que, d'autre part, les fentes entre les scintillateurs de l'hodoscope sont comblées par la chambre à fils.

5.5 Calorimètre

Les photons provenant de l'annihilation en vol et la paire e^+e^- provenant de la diffusion Bhabha sont détectés à l'aide d'un mur constitué de 127 cristaux de BGO hexagonaux de diamètre inscrit égal à 55 mm et de 200 mm de long. Chaque cristal est couplé directement à un photomultiplicateur EMI 9954 KA avec une colle optique NR 581. La résolution en énergie d'un module isolé est typiquement de 22–25% pour des photons de 1.2 MeV. Les cristaux sont montés pour former un mur hexagonal de diamètre circonscrit égal à 72 cm. En raison de la forte dépendance du signal des BGO en fonction de la température ($-1.5\%/K$ à $T \approx 300K$), l'entièreté du mur est placée dans un blindage thermique qui assure une stabilité de la température à $\pm 0.5^\circ C$.

La lecture des modules est réalisée à l'aide des ADC LRS 4300B et TDC LRS 3377.

Le nombre de groupes de BGO qui présentent un signal au-dessus d'un seuil d'environ 2.5 MeV entre dans la logique de décision : deux groupes isolés sont exigés pour les événements AN et BB. Les BGO sont calibrés grâce aux particules cosmiques qui perdent environ 50 MeV dans chaque BGO traversé et leur stabilité est surveillée grâce à des impulsions de LED placées sur chaque cristal et déclenchée à une fréquence d'environ 10 Hz.

5.6 Disposition géométrique des éléments du polarimètre

Les différents éléments du polarimètre sont placés à l'intérieur de BIB et nous utiliserons, pour indiquer leur position, un repère dont l'axe \hat{z} correspond à l'axe du faisceau, dont l'axe \hat{x} est horizontal et pointe à bâbord lorsqu'on est embarqué sur le faisceau, dont l'axe \hat{y} pointe verticalement vers le haut et finalement dont l'origine est centrée sur le faisceau et correspond à la face d'entrée de BIB. Par ailleurs, les positions des chambres à fils sont indiquées par rapport à la cathode du milieu qui se trouve au centre des deux plans d'anodes (à 3 mm de chacune

d'elles). Dans ce repère et avec cette convention, les deux scintillateurs (B1 et B2) qui signalent l'entrée d'un positron dans le polarimètre se trouvent placés en $z = 10$ mm et $z = 20$ mm. La chambre à fils 1 est placée en $z = 340$ mm. Les chambres à fils 2 à 4 et les feuilles de Vacoflux forment un ensemble pouvant tourner autour d'un axe de rotation vertical placé en $z = 390$ mm. Lorsque cet ensemble n'est pas tourné, c'est-à-dire lorsque les chambres à fils et les feuilles de Vacoflux sont perpendiculaires à l'axe \hat{z} , les chambres à fils 2,3 et 4 sont respectivement placées en $z = 340$ mm, 417 mm et 457 mm tandis que les deux feuilles de Vacoflux sont placées en $z = 352.5$ mm et 427.5 mm. La chambre à fils 5, l'hodoscope horizontal (détermination de la coordonnée y), l'hodoscope vertical (détermination de la coordonnée x) et la face avant des cristaux de BGO se trouvent respectivement placés en $z = 1063$ mm, 1169 mm, 1195 mm et 1275 mm.

Lorsqu'on tourne l'ensemble des chambres à fils 2 à 4 et les feuilles de Vacoflux de $\pm 45^\circ$, après rotation, les chambres à fils 2,3 et 4 sont déplacées suivant la direction $(x, y, z) = (\pm 1, 0, 1)$ d'environ -42.5 mm, $+45$ mm et $+148$ mm par rapport à leur position centrée avant rotation.

5.7 Simulation

La simulation du polarimètre a été réalisée à l'aide du programme GEANT par Johny Egger sur base de la distribution en énergie, angle et position des positrons obtenue par nos simulations du spectromètre. Les pouvoirs d'analyse moyens obtenus lors de ces simulations pour les processus BB et AN sont

$$\mathcal{A}(BB) = -1.5\% \qquad \mathcal{A}(AN) = 3.7\% . \qquad (5.4)$$

Le tableau 5.2, résultat de simulations effectuées avec GEANT, présente le nombre d'événements de chaque type (Vrai) ainsi que le nombre d'événements qui imitent chaque type de processus (Faux) pour différentes conditions de déclenchement et d'analyse et pour 250000 positrons incidents. La première ligne du tableau reprend le nombre de réactions AN et BB se produisant dans les feuilles de Vacoflux sans préjuger de notre capacité à les détecter et pour un seuil en énergie de 2.5 MeV sur les deux produits de la réaction. Les lignes suivantes sont obtenues pour des conditions de déclenchement ou d'analyse réaliste en fonction de notre dispositif expérimental. Pour chaque condition, le pouvoir d'analyse expérimental (également présenté dans le tableau) est obtenu en multipliant le pouvoir d'analyse par le facteur de dilution donné par $(\text{Vrai}/(\text{Vrai}+\text{Faux}))$; le bruit et l'inefficacité des détecteurs ne sont pas pris en compte. Tous ces résultats sont moyennés sur les interactions détectées dans les deux feuilles de Vacoflux, mais en réalité, en raison des angles solides différents et de la dilution différente des événements par le bruit, les deux feuilles présentent des pouvoirs d'analyse différents. Pour une analyse correspondant à la dernière ligne du tableau 5.2, les

Tableau 5.2 – Résultats de la simulation : taux de trigger et d'événements analysés pour 250000 positrons incidents au polarimètre. Chaque nouvelle condition s'ajoute à la précédente.

	Evénements Bhabha			Evénements annihilation		
	Faux	Vrai	$\mathcal{A}_{exp} \frac{F_{faux}+V_{vrai}}{incidents}$	Faux	Vrai	$\mathcal{A}_{exp} \frac{F_{faux}+V_{vrai}}{incidents}$
Simulation avec seuil de 2.5 MeV	-	11112	4.44%	-	737	0.29%
Conditions de déclenchement						
Logique de l'hodoscope	18324	3032	-0.21%	10909	592	0.19%
Energie totale dans BGO > 30 MeV	17625	2886	-0.21%	5062	561	0.37%
Deux groupes de BGO séparés	3244	1001	-0.35%	561	304	1.30%
Logique des chambre à fils 4 et 5	1001	797	-0.66%	271	299	1.94%
Analyse des données						
Logique des chambre à fils 1,2 et 3	401	704	-0.96%	263	296	1.96%
2 groupes de BGO au bon endroit	232	473	-1.01%	155	220	2.17%
Energie totale > 45 MeV	199	420	-1.02%	149	212	2.17%
Relation énergie angle pour AN	199	420	-1.02%	61	188	2.79%
Consistence géométrique	178	402	-1.04%	53	187	2.88%

pouvoirs d'analyse des deux feuilles pour les réactions AN et BB, sont donnés par :

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{exp}(AN\ 1) &= 3.2\% , & \mathcal{A}_{exp}(AN\ 2) &= 2.6\% , \\ \mathcal{A}_{exp}(BB\ 1) &= -1.2\% , & \mathcal{A}_{exp}(BB\ 2) &= -1.1\% .\end{aligned}\quad (5.5)$$

5.8 Statistique requise

Nous désirons ici déterminer le nombre de positrons incidents au polarimètre nécessaire pour atteindre la limite de $\sigma_f \approx 0.005$. L'équation (1.33) permet de déterminer la précision nécessaire sur le rapport des polarisations longitudinales (R) en fonction de σ_f et du facteur de sensibilité ($\sigma_R \approx \sigma_f \cdot EnF$). Il nous reste donc à déterminer l'erreur sur R en fonction du nombre total de positrons incidents au polarimètre (N_e), de la luminosité (\mathcal{L}) et du pouvoir d'analyse expérimental (\mathcal{A}_{exp}) du polarimètre.

Le calcul de R nécessite la mesure de la polarisation longitudinale des positrons provenant de muons polarisés et dépolarisés. Nous noterons N_e^* et N_e° le nombre de positrons incidents au polarimètre dans le cas de la désintégration de muons polarisés ou dépolarisés. La précision sur ces deux mesures doit être similaire de sorte que si on néglige les corrections dues au temps mort⁵, ces deux nombres sont égaux :

$$N_e^* = N_e^\circ = N_e/2 . \quad (5.6)$$

Enfin, la mesure de la polarisation longitudinale nécessite deux mesures avec le champ magnétique des feuilles de Vacoflux inversé entre les deux mesures. Nous utiliserons un indice + ou - pour différencier la mesure réalisée avec l'une ou l'autre orientation du champ magnétique dans les feuilles de Vacoflux. A nouveau, pour égaliser la statistique dans les deux mesures, le nombre de positrons incidents au polarimètre doit être identique pour les deux polarisations des feuilles de Vacoflux :

$$N_{e+}^* = N_{e-}^* = N_e^*/2 = N_e/4 \quad (5.7)$$

$$N_{e+}^\circ = N_{e-}^\circ = N_e^\circ/2 = N_e/4 \quad (5.8)$$

La polarisation longitudinale est obtenue à l'aide des taux d'AN ou de BB pour les deux polarisations des feuilles de Vacoflux. Prenons le cas de la mesure réalisée pour des muons polarisés. La polarisation longitudinale des positrons s'écrit :

$$P_L^* = \frac{1}{\mathcal{A}_{exp}^*} \cdot \frac{N_+^* - N_-^*}{N_+^* + N_-^*} \quad (5.9)$$

5. Ces corrections ne sont pas négligeables et nous y reviendrons au chapitre 6

où \mathcal{A}_{exp}^* est le pouvoir d'analyse moyen des deux feuilles de Vacoflux pour le processus envisagé (BB ou AN) et où

$$N_{\pm}^* = N_{e\pm}^* \mathcal{L}^* (1 \pm \mathcal{A}_{exp}^*) = \frac{N_e^*}{2} \mathcal{L}^* (1 \pm \mathcal{A}_{exp}^*) \quad (5.10)$$

avec \mathcal{L} , la luminosité du polarimètre définie comme le nombre de processus détectés (BH ou AN) divisé par le nombre de positrons incidents au polarimètre. Les pouvoirs d'analyse des réactions AN et BB sont tous deux de l'ordre du pourcent de sorte qu'en première approximation, $N_+^* = N_-^* = N_e^* \mathcal{L}^* / 2$ ce qui permet de simplifier l'expression de l'erreur sur la polarisation longitudinale :

$$\sigma_{P_L^*} = \frac{1}{\mathcal{A}_{exp}^*} \sqrt{\frac{4(N_+^*)^2 N_-^*}{(N_+^* + N_-^*)^4} + \frac{4(N_-^*)^2 N_+^*}{(N_+^* + N_-^*)^4}} \approx \frac{1}{\mathcal{A}_{exp}^*} \sqrt{\frac{1}{N_e^* \mathcal{L}^*}}. \quad (5.11)$$

Les mêmes résultats valent bien entendu pour le cas de la désintégration de muons dépolarisés. De plus, le pouvoir d'analyse et la luminosité sont identiques pour les muons polarisés ou non⁶. Le rapport des polarisations longitudinales est donc donné par

$$R = \frac{P_L^*}{P_L^{\circ}} \approx \frac{\mathcal{A}_{exp}^* P_L^*}{\mathcal{A}_{exp}^{\circ} P_L^{\circ}} \quad (5.12)$$

et l'erreur sur R s'écrit :

$$\sigma_R = R \sqrt{\frac{1}{(\mathcal{A}_{exp}^*)^2 N_e^* \mathcal{L}^*} + \frac{1}{(\mathcal{A}_{exp}^{\circ})^2 N_e^{\circ} \mathcal{L}^{\circ}}} \quad (5.13)$$

$$= \frac{1}{\mathcal{A}_{exp}^*} \sqrt{\frac{4}{\mathcal{L} N_e}} \quad (5.14)$$

ou de façon équivalente, le nombre total de positrons incidents au polarimètre requis lorsqu'on tient compte des deux polarisations des muons et des deux orientations du champ magnétique dans les feuilles de Vacoflux pour un processus donné (AN ou BB) est donné par

$$N_e = \frac{4}{\mathcal{L} (EnF \mathcal{A}_{exp} \sigma_f)^2}. \quad (5.15)$$

Si nous utilisons un facteur de sensibilité moyen de $EnF = 2.8$ (cfr tableau 4.2) et les luminosités et pouvoirs d'analyse donnés dans la dernière ligne du tableau 5.2, l'équation (5.15) indique que la précision de $\sigma_f = 0.005$ sera obtenue

6. Le polarimètre ne subit aucun changement entre les deux mesures (muons polarisés ou dépolarisés) de sorte que le pouvoir d'analyse ne devrait pas changer. Toutefois, ce paramètre est très sensible et nous y reviendrons dans le chapitre sur les erreurs systématiques.

pour environ $8 \cdot 10^{10}$ positrons incidents si nous utilisons uniquement le processus de diffusion Bhabha et environ $2.6 \cdot 10^{10}$ positrons incidents si nous utilisons uniquement le processus d'annihilation en vol. Ces résultats seront repris dans le chapitre 6 pour estimer le temps de mesure nécessaire en fonction des caractéristiques mesurées du faisceau, du spectromètre, du polarimètre et du temps mort de lecture.

Chapitre 6

Tests

Dans ce chapitre, nous présentons et discutons les résultats obtenus lors de deux périodes de test du dispositif. Entre ces deux périodes, de légères différences existent au niveau des éléments mis en place et de l'électronique :

- la première période de test a été réalisée sans le polarimètre, deux scintillateurs le remplaçaient et signalaient le passage d'un positron à travers le spectromètre,
- les scintillateurs des télescopes de normalisation (voir figure 2.1) étaient placés (dans l'ordre de $T1$ à $T6$) à 116.5 cm, 210.0 cm, 116.5 cm, 210.0 cm, 116.5 cm et 210.0 cm de la cible et le télescope $T1T2$ était placé à 45° du télescope $T3T4$ pour la première période tandis que pour la deuxième période, les distances étaient de 113.5 cm, 189.8 cm, 116.7 cm, 211.0 cm, 116.5 cm et 210.0 cm et l'angle était de 31° ,
- l'électronique utilisée pour réaliser la logique de déclenchement de l'acquisition était une électronique traditionnelle lors de la première période et a été remplacée en grande partie par une électronique programmable,
- lors de la première période, les distances entre les plans de silicium étaient de 5 cm et 40 cm (au lieu de 21 cm et 42 cm,)
- finalement, une série de préamplificateurs, utilisés lors de la première période et qui s'était révélés défectueux, ont été remplacés.

Hormis ces différences, les dispositifs étaient essentiellement les mêmes et nous ne décrirons que le second. Nous mentionnerons toutefois les résultats qui proviennent des deux périodes de test.

6.1 Positions des éléments du dispositif

La position des six scintillateurs utilisés pour les télescope a déjà été donnée. Les aimants TRAP, PSC/ALC et STAR ainsi que BIB et la cible d'arrêt des muons sont fixes et leurs positions ont déjà été données dans les chapitres

précédents. Il reste donc à présenter la disposition des éléments du polarimètre à l'intérieur de BIB.

Le repère que nous utilisons est un repère droit. L'axe \hat{z} est parallèle au faisceau incident et est dirigé d'amont en aval. L'axe \hat{x} est vertical et dirigé vers le haut et l'axe \hat{y} est horizontal et dirigé à tribord. L'origine du repère est centré sur l'axe du faisceau, au niveau de la surface interne de la face d'entrée de BIB. D'amont en aval nous trouvons :

- un premier scintillateur $B1$ en $z = 110$ mm couvrant l'entièreté de l'ouverture du tube à vide ($\phi = 20$ cm),
- un second scintillateur $B2$ en $z = 120$ mm couvrant également l'entièreté de l'ouverture du tube à vide,
- la chambre à fils 1 de surface active égale à 220×220 mm² en $z = 170$ mm,
- un ensemble de trois chambre à fils (WC2, 3, 4) placées en $z = 440, 517$ et 557 mm enserrant deux feuilles de Vacoflux placées en $z = 452.5$ mm et $z = 527.5$ mm, le tout pouvant tourner de $\pm 45^\circ$ autour d'un axe vertical placé en $z = 490$ mm,
- la chambre à fils 5 en $z = 1164$ mm,
- les sept scintillateurs du premier hodoscope qui définissent la position suivant \hat{x} en $z = 1270$ mm,
- les sept scintillateurs du second hodoscope qui définissent la position suivant \hat{y} en $z = 1296$ mm,
- les cristaux de BGO dont la face avant se trouve en $z = 1375$ mm.

Lorsque l'ensemble des 3 chambres à fils et des deux feuilles de Vacoflux est tourné de 45° , de sorte que le côté tribord de l'ensemble est approché des BGO, la chambre 2 est déplacée de 42.5 mm dans le sens de sa longueur et dans la direction des z négatifs, les chambres 3 et 4, quant à elles, sont respectivement déplacées de 45 mm et 148 mm dans le sens de leur longueur et dans la direction des z positifs. Lorsqu'on tourne l'ensemble de -45° , de sorte que son côté bâbord est approché des BGO, les déplacements effectués sur les chambres 2, 3 et 4 sont respectivement de 42.5 mm, 45 mm et 117 mm.

6.2 Electronique et logique de déclenchement

Nous définissons huit types d'événements différents et mutuellement exclusifs :

- Événements Michel (M). Ils exigent l'entrée d'un positron dans le polarimètre (coïncidence B1, B2), une énergie minimale déposée dans les BGO, la présence d'un seul groupe de BGO au-dessus du seuil, et un et un seul scintillateur dans les deux hodoscopes. Un événement sur 50 est pris en compte.
- Événements Bhabha (BB). Ils exigent l'entrée d'un positron dans le polarimètre, une énergie minimale déposée dans les BGO, deux groupes de BGO au-dessus du seuil et deux scintillateurs touchés dans au moins un

des hodoscopes, l'autre hodoscope devant avoir soit un soit deux scintillateurs touchés.

Événements Annihilation (AN). Ils exigent l'entrée d'un positron dans le polarimètre, une énergie minimale déposée dans les BGO, deux groupes de BGO au-dessus du seuil et aucun scintillateur touché dans aucun des hodoscopes.

Événements cosmique (Cos). Ils exigent le déclenchement d'un scintillateur placé au-dessus du mur de BGO, une énergie minimale dans les BGO, et une combinaison spéciale de BGO touchés. Le mur de BGO forme un hexagone, nous construisons un "OU" avec tous les BGO alignés dans une rangée formant un des côtés de l'hexagone ; ce qui donne six signaux $C[1 - 6]$. La combinaison requise est fonction de ces six signaux comme suit :

$$\begin{aligned} & ((C1 \cup C2) \cap (C4 \cup C5)) \\ & \cup \\ & ((C2 \cup C3) \cap (C5 \cup C6)) \\ & \cup \\ & ((C3 \cup C4) \cap (C6 \cup C1)) \end{aligned}$$

Événements LED (LED). Un générateur d'impulsion à 10 Hz commande le déclenchement de diodes qui produisent des impulsions lumineuses sur 16 BGO. A chaque impulsion du générateur (chaque événement LED), les BGO pour lesquels l'impulsion lumineuse est déclenchée sont changés de sorte qu'après huit événements LED, les 127 BGO ont tous reçu une impulsion lumineuse.

Événements "clock" (CLK). Nous pouvons décider d'accepter ou de refuser ce type d'événements qui permettent d'étudier les fortuits.

Événements télescopes (T12, T34, T56). Définis par les coïncidences respectives des deux scintillateur d'un télescope. Les trois télescopes permettent une surveillance du taux de muons s'arrêtant sur la cible. Pour chaque télescope, un événement sur 100 est échantillonné.

Après une première étape de mise en forme et de discrimination des signaux, toute la logique de déclenchement est réalisée à l'aide de puces ALTERA programmables placées dans des boîtes NIM réalisées à Louvain-la-Neuve et possédant 60 voies d'entrées ou de sorties au choix. Un module Altera spécifique, réalisé par le groupe de l'ETH et que nous avons reprogrammé pour notre expérience, traite la reconnaissance de groupes dans les BGO. Ceci permet une réduction considérable du nombre de modules et de baies NIM nécessaires.

Le taux de déclenchement rencontré lors du dernier test avec la cible E courte (4 cm) est donné dans le tableau 6.1 en comparaison avec les taux prévus par les simulations. Avec ces taux, le temps mort s'élevait à 34% dans le cas de muons dépolarisés et 15% dans le cas de muons polarisés.

Tableau 6.1 – *Taux de déclenchement par seconde sans temps mort avec un faisceau de 1.5 mA sur une cible E de 40 mm en comparaison avec les prédictions du Monte Carlo. Les taux provenant de la simulation correspondent à la ligne 5 (Logique des chambres à fils 4 et 5) des conditions de déclenchement du tableau 5.2. La logique de déclenchement utilisée lors du test correspond à la ligne 4 (deux groupes de BGO séparés) de ce même tableau. A l'avenir, les exigences supplémentaires de la ligne 5 seront introduites de sorte que le taux de déclenchement sera encore diminué. Les valeurs des nouveaux taux de déclenchement attendu avec l'exigence supplémentaire sont indiquées entre parenthèses. Les taux de LED, COS, T_{ij} sont ajoutés dans les colonnes de la simulation pour une estimation du taux de déclenchement total.*

Type d'événements	diviseur	simulation		expérience	
		Taux P_{μ}°	Taux P_{μ}^{\star}	Taux P_{μ}°	Taux P_{μ}^{\star}
Michel	50	300	70	282	54
ANI	1	34	8	70 (46)	16 (10)
Bhabha	1	107	25	324 (137)	71 (30)
LED	1	10	10	10	10
Cosmic	-	10	10	4	4
T12	100	20	20	18	21
T34	100	20	20	14	15
T45	100	20	20	12	13
TOTAL		521	183	734	204

6.3 SiTAr

6.3.1 Méthode d'analyse

La méthode d'analyse des données en provenance de SiTAr utilise d'une part le fait qu'un et un seul positron par événement doit traverser chaque plan du détecteur et d'autre part, le fait que chaque plan est composé de quatre détecteurs silicium distincts.

La première étape est de rechercher pour chaque plan le canal côté n et le canal côté p dont la valeur du rapport signal sur bruit est maximale. Ensuite, on vérifie que les deux signaux (côtés p et n) appartiennent bien à un même détecteur silicium. Si c'est le cas, on considère les coordonnées du point ainsi défini comme les coordonnées du point de passage du positron.

Par ailleurs, pour chaque événement, nous construisons un nombre déterminant les plans pour lesquels cette procédure a été un succès ($point = \sum'_{i=1,3} 2^{i-1}$ où i est l'indice spécifiant le plan et le prime sur le symbole somme indique que la sommation n'est réalisée que pour les plans pour lesquels des coordonnées ont pu être trouvées).

Finalement, afin d'étudier l'efficacité de la méthode, on développe ce prin-

cipe et on cherche les deux plus grands signaux (b_1 et b_2 , avec $b_1 > b_2$) côtés p et n pour chaque plan et on examine à chaque fois les quatre paires possibles. Toute paire dont les signaux n'appartiennent pas à un même détecteur est rejetée et, pour toute autre paire, on recherche les coordonnées correspondantes et l'amplitude des signaux correspondants. Dans chaque plan, on peut alors comparer la grandeur des signaux b_1 et b_2 ainsi que la distance entre les coordonnées obtenues pour les paires de signaux.

6.3.2 Résultats

Efficacité et ambiguïté de la reconstruction

La figure 6.1 présente la distribution de la grandeur du signal et du bruit pour un canal côté p et côté n . La coupure inférieure présente sur ces deux graphiques

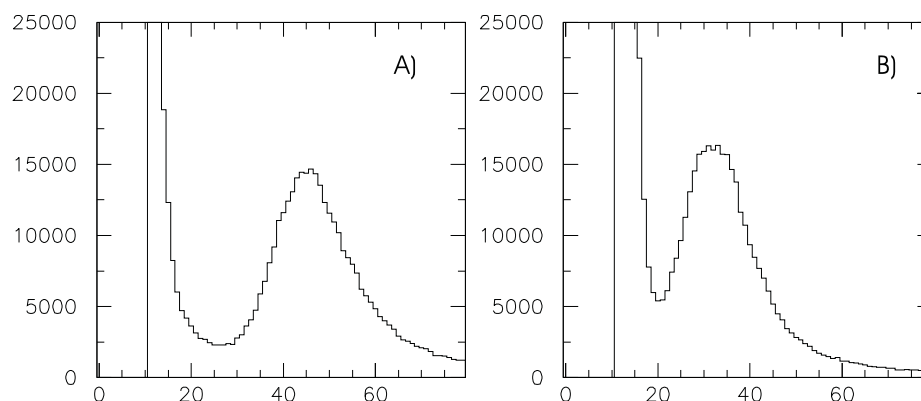


Figure 6.1 – Distribution de la grandeur du signal et du bruit pour un canal côté p (A) et côté n (B). La coupure inférieure correspond à un seuil correspondant au seuil imposé au niveau des ADC. Notez que pour chaque événement, chaque canal de chaque détecteur silicium est inspecté alors que seul un canal sur 240 est réellement touché de sorte que, pour un canal, le bruit est 240 fois plus fréquent que le signal.

correspond au seuil imposé au niveau de l'ADC. L'écart type de la distribution du bruit est d'environ 3 canaux pour le côté p et 4.5 canaux pour le côté n . On peut donc constater que le rapport entre la valeur la plus probable du signal et l'écart type du bruit est d'environ 15 pour le canal du côté p et 7 pour le canal côté n . Pour rappel, la valeur attendue (éq. 4.2) était d'environ 13. A noter que le niveau du bruit est extrêmement sensible à la vitesse de mise sous tension ; celle-ci doit se faire le plus lentement possible.

La procédure de reconstruction des positions n'utilisant que les paires de signaux maximales permet de déterminer les coordonnées dans les trois plans dans environ 73% des cas soit une efficacité de 100% si on tient compte de la zone

morte de 2 mm entre les détecteurs (voir tableau 4.4 page 63). Malheureusement, il se pourrait qu'un bruit ou un fortuit produise le signal maximal dans un plan et que dès lors, les coordonnées obtenues soient incorrectes. La figure 6.2 présente le rapport entre la valeur du second signal maximal et celle du signal maximal ($b2/b1$). Pour des valeurs de ce rapport en dessous de 0.6, on peut considérer

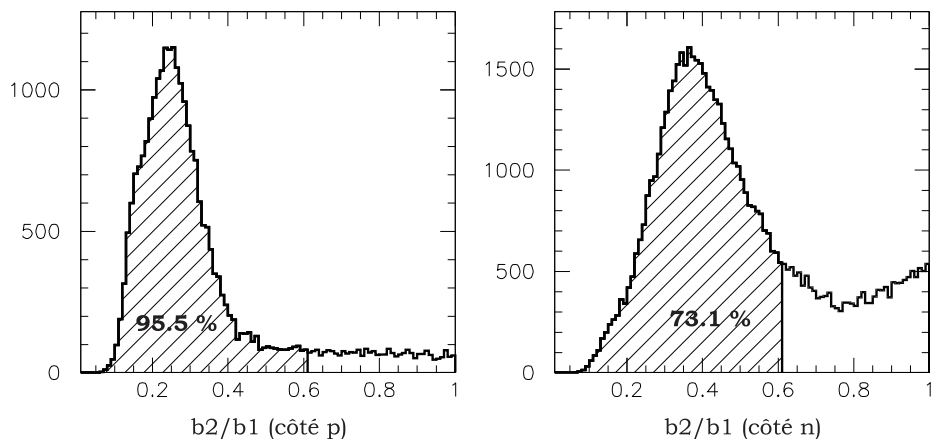


Figure 6.2 – Rapport entre les deux signaux maximaux d'un même plan pour le côté p (à gauche) et le côté n (à droite). Le canal zéro correspondant au cas où un seul maximum existe dans le plan n'est pas présenté sur la figure. Le pourcentage d'événements pour lesquels le rapport des deux maxima est en dessous de 0.6 est indiqué sur la figure et tient compte du canal zéro.

que le choix du maximum est correct. Pour les valeurs supérieures à 0.6 (5% des événements côté p et 27% côté n), le choix pourrait être incorrect. La probabilité qu'un tel choix incorrect ne soit pas rejeté est donnée par la probabilité que deux traces indépendantes se trouvent sur un même détecteur silicium soit une probabilité de $1/4 = 25\%$. Dès lors, pour chaque plan, on peut s'attendre à ce que pour environ 8% ($(5\%+27\%)/4=8\%$) des événements, les coordonnées reconstruites soient incorrectes. Soit pour les trois plans, 24% des événements présentant au moins une coordonnée incorrecte et ceci principalement en raison du mauvais comportement des détecteurs du côté n . L'observation de la figure 6.3 modère cette vision dramatique. En effet, celle-ci montre que dans plus de la moitié des cas, le point correspondant aux coordonnées d'un "second maximum" se trouve à moins de deux mm du point correspondant au premier maximum ou, autrement dit, que les seconds maxima sont le plus souvent dus à la répartition du signal sur deux canaux. On peut donc dès à présent diminuer l'estimation du pourcentage d'événements ambigus de 24% à 12%. De plus, parmi ces 12%, seule la moitié est réellement mal reconstruite. Une analyse ultérieure, utilisant la somme des signaux appartenant à des canaux voisins plutôt que les signaux des

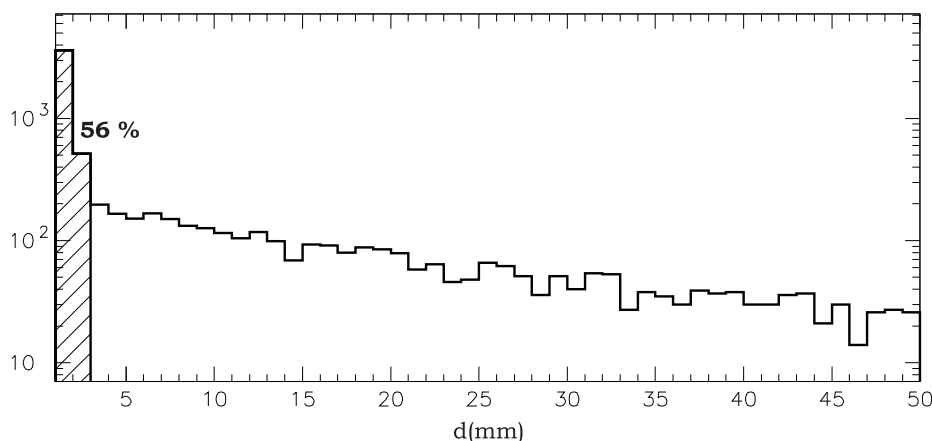


Figure 6.3 – Distance entre les coordonnées obtenues en utilisant les maxima côté p et côté n et celles obtenues en utilisant le second maximum côté p ou/et côté n .

Tableau 6.2 – Pourcentage d'événements pour lesquels nous ne disposons pas des coordonnées de passage du positron dans les plans indiqués en première ligne de ce tableau. La deuxième ligne du tableau provient des résultats expérimentaux. La troisième ligne provient des simulations et tient compte de la zone morte.

plans	aucun	1	2	3	2 et 3	3 et 1	1 et 2	1 et 2 et 3
expérience	72.91%	6.06%	9.28%	8.18%	1.19%	0.87%	1.32%	0.20%
simulation	72.51%	7.81%	8.90%	6.47 %	1.89%	0.89%	1.25%	0.27%

canaux individuels, permettrait certainement de diminuer encore ce pourcentage. Par ailleurs, on peut simplement éliminer les événements pour lesquels les deux coordonnées semblent possibles.

Le tableau 6.2 reprend le pourcentage d'événements pour lesquels la reconstruction de la position n'a pas pu être réalisée par notre méthode pour les plans mentionnés dans la première ligne et seulement dans ces plans. La dernière ligne de ce tableau indique les valeurs prédites par la simulation en supposant une zone morte de deux millimètres entre chaque détecteur (reprise du tableau 4.4). En supposant que l'on rejette 12% des événements pour cause d'ambiguïté, l'efficacité de SiTAR s'élève à 64% or l'efficacité maximale attendue lorsqu'on tient compte d'une zone morte de 2 mm entre les détecteurs est de 73% de sorte que l'efficacité de détection de SiTAR est d'environ 88% soit une efficacité moyenne de $\sqrt[6]{0.88} = 98\%$ pour chaque côté (n et p) de chaque plan. Ces résultats sont résumés dans le tableau 6.3.

Tableau 6.3 – *Efficacité de reconstruction et ambiguïté. La première colonne provient des prédictions du Monte Carlo en fonction d'une zone morte de 2 mm tandis que les autres colonnes proviennent de résultats expérimentaux.*

simulation (zone morte)	reconstruits	ambigu	clairs	efficacité	efficacité par plan
73%	73.0%	8.8%	64.2%	88.0%	98.0%

Angle de diffusion sans champ magnétique

Lors de la première période de test, nous avons réalisé une mesure sans obstacles et sans champ magnétique dans le solénoïde PSC/ALC. Dans ces conditions, les positrons traversent SiTAr en ligne droite, mis à part la diffusion dans le second plan de détecteur. L'angle de cette diffusion peut être mesuré grâce à la connaissance des positions du positron dans les trois plans de détecteurs :

$$\theta_{diffusion} = \arccos \frac{r_{32}^{\vec{}} \cdot r_{21}^{\vec{}}}{\|r_{32}^{\vec{}}\| \|r_{21}^{\vec{}}\|} \quad (6.1)$$

où $r_{21}^{\vec{}}$ et $r_{32}^{\vec{}}$ sont les vecteurs déterminant les positions relatives des points de passage du positron dans les plans 1, 2 et 3. La figure 6.4 présente la comparaison entre la distribution d'angle de diffusion obtenue lors de ce test et celle obtenue lors d'une simulation à l'aide de GEANT. L'ajustement de ces distributions par la fonction présentée dans l'équation (4.10) fournit les angles de diffusion $\theta_0 = 0.017$ pour la distribution simulée et $\theta_0 = 0.019$ pour la distribution expérimentale. La queue de la distribution à grand angle s'avère beaucoup plus importante dans le graphe expérimental (21%) que dans le graphe simulé (1%). Ceci est probablement dû à la mauvaise reconstruction de certains événements, ce qui impliquerait qu'environ 20% des événements sont mal reconstruits. Un pourcentage d'événements mal reconstruits deux fois plus important que l'estimation présentée précédemment mais il faut noter que lors de cette mesure, l'efficacité de reconstruction était seulement de 65% au lieu de 73%. En effet, entre les deux périodes de test, certains pré-amplificateurs défectueux ont été remplacés de sorte que l'efficacité de détection s'est améliorée.

Reconstruction de la quantité de mouvement

Lorsque les positions des trois points de passage du positron dans les trois plans de SiTAr sont reconstruites, l'algorithme présenté dans la section 4.2.2 permet de déterminer la quantité de mouvement totale du positron au niveau des détecteurs. Le graphe de gauche de la figure 6.5 présente les résultats obtenus à l'aide de cet algorithme appliqué aux données expérimentales obtenues d'une part avec une cible d'aluminium et, d'autre part, avec une cible de soufre. La résolution en moment permet d'observer clairement la dépendance de la forme de

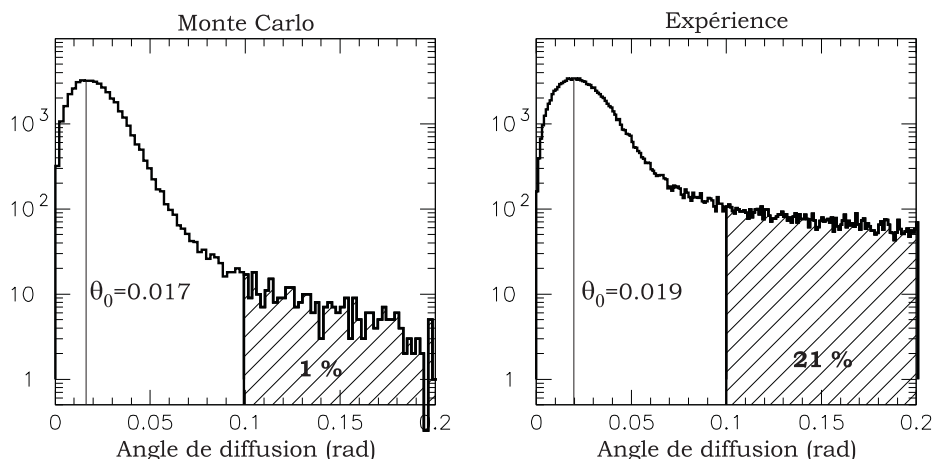


Figure 6.4 – Distribution de l’angle de diffusion dans le deuxième plan de SiTAR. Le graphe de gauche est obtenu par simulation et celui de droite est expérimental. La valeur de l’angle le plus probable est indiquée dans chaque graphe de même que le pourcentage d’événements présentant un angle de diffusion supérieur à 0.1 radian (les histogrammes sont présentés avec une limite de 0.2 radian pour une raison de statistique mais les pourcentages sont calculés sans cette contrainte).

ces spectres en fonction de la polarisation des muons. Le graphe de droite de cette même figure présente le résultat du calcul du facteur de sensibilité correspondant, basé sur une normalisation par la somme des télescopes $T3T4$ et $T5T6$. La dépendance de ce facteur de sensibilité en fonction de la quantité de mouvement reconstruite est claire et permettra dès lors d’observer une éventuelle dépendance correspondante du rapport des polarisations longitudinales des positrons. La valeur moyenne du facteur de sensibilité est de

$$EnF = -3.4 . \quad (6.2)$$

La comparaison de ces résultats expérimentaux avec les résultats des simulations est présentée dans la figure 6.6. Le résultat expérimental est repris (courbe grasse) dans les six graphes de cette figure. Les trois graphes de gauche concernent les résultats pour une polarisation faible des muons (cible de soufre pour la mesure et polarisation de 10% pour les simulations). Les trois graphes de droite concernent les résultats pour une grande polarisation des muons (cible d’aluminium pour la mesure et polarisation de 95% pour les simulations).

Les deux graphes du haut présentent les résultats expérimentaux par rapport aux résultats obtenus pour trois valeurs de courant différentes dans le solénoïde TRAP (98%, 100% et 102% de la valeur nominale). Par rapport à la simulation réalisée avec les courants nominaux, on constate d’une part que les courbes

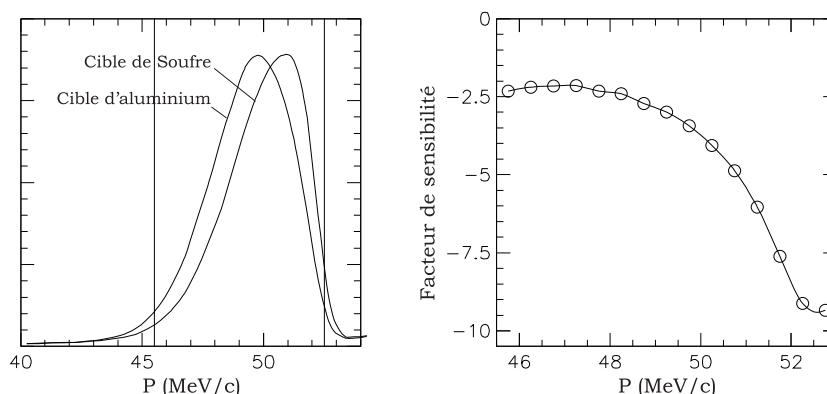


Figure 6.5 – *Grphe de gauche : spectres expérimentaux obtenus avec une cible d'arrêt des muons en aluminium et en soufre. La normalisation est arbitraire et fixée pour que les deux spectres aient la même hauteur. Grphe de droite : dépendance du facteur de sensibilité en fonction de l'énergie reconstruite. Ce graphe a été construit en utilisant les deux spectres du graphe de gauche dans la région située entre les deux barres verticales correspondantes du facteur de sensibilité et en utilisant la somme des télescopes T3T4 et T5T6 pour la normalisation.*

expérimentales sont déplacées vers les grandes valeurs de la quantité de mouvement et, d'autre part, que les courbes expérimentales ont une largeur à mi-hauteur plus petite que les courbes obtenues par simulation. L'augmentation du courant dans TRAP tend à diminuer ces différences c'est-à-dire qu'elle diminue la largeur à mi-hauteur du spectre et le déplace vers des valeurs de quantité de mouvement reconstruite plus élevées.

Les deux graphes du milieu comparent les résultats expérimentaux à ceux obtenus par simulation pour trois valeurs de courant dans le solénoïde PSC/ALC (98%, 100% et 102% de la valeur nominale). Deux effets sont en présence. D'une part, la diminution du courant dans PSC/ALC diminue le champ magnétique et doit donc sélectionner des positrons de quantité de mouvement plus élevée. Mais d'autre part, si le champ magnétique réellement appliqué est plus faible que celui que nous utilisons dans l'algorithme de reconstruction de la quantité de mouvement, la quantité de mouvement reconstruite sera systématiquement plus grande que la quantité de mouvement réelle. Ce deuxième effet est dominant et nous assistons au déplacement du spectre en quantité de mouvement reconstruite vers des valeurs plus élevées lorsque le courant de PSC/ALC est diminué.

Finalement, les deux graphes du bas comparent les résultats expérimentaux avec ceux obtenus par simulation avec un courant dans TRAP augmenté de 2% par rapport à sa valeur nominale et avec un courant dans PSC/ALC diminué de 1%. Pour ces valeurs, on observe une amélioration nette de l'accord entre expérience et simulation.

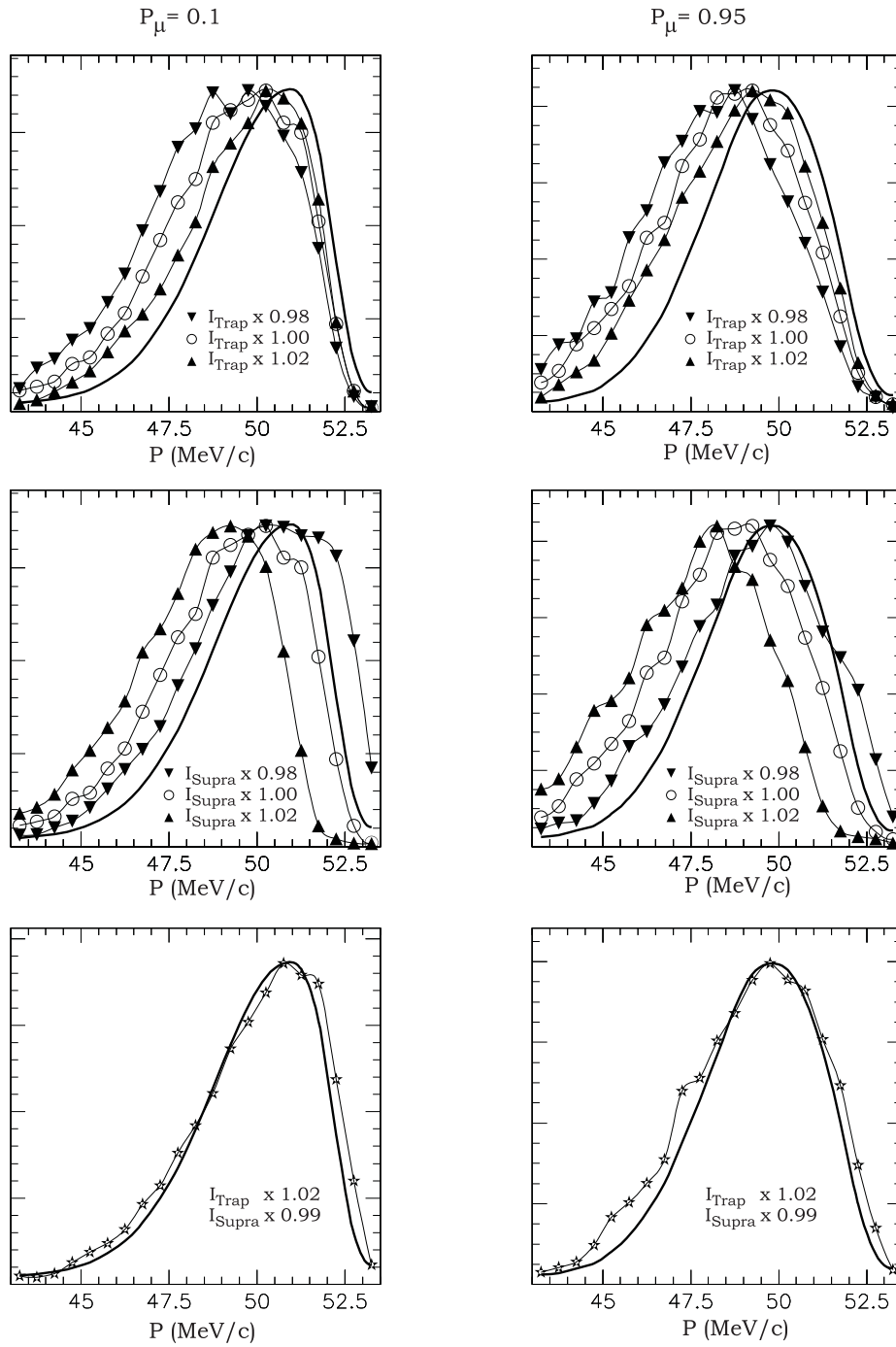


Figure 6.6 – Comparaison entre les spectres mesurés (traits plein épais) et simulés pour deux valeurs de polarisation des muons et des variations des courants de TRAP et PSC/ALC.

Indépendamment des simulations, on peut également ajuster le spectre expérimental transmis en utilisant une transmission modélisée par une gaussienne et une résolution en énergie également modélisée par une gaussienne. Plus exactement, nous utilisons la fonction d'ajustement obtenue par les étapes suivantes.

- Dans une première étape, on utilise le spectre de Michel correspondant à des positrons émis avec un angle de 180° par rapport à la polarisation moyenne des muons. Cette dernière est supposée égale à 10% dans le cas de la cible de soufre et à 95% dans le cas de la cible d'aluminium¹.
- On introduit ensuite un paramètre (dE) donnant la perte d'énergie entre l'émission des positrons et SiTAr (la perte d'énergie s'effectue essentiellement dans la cible d'arrêt des muons c'est-à-dire avant le spectromètre).
- On multiplie la fonction obtenue par une transmission gaussienne dont la moyenne (μ_{tr}) et l'écart type (σ_{tr}) sont laissés comme paramètres libres de l'ajustement.
- Enfin, on convolue le tout par une fonction gaussienne dont l'écart type (σ_{SiTAr}) est laissé comme paramètre libre de l'ajustement et qui modélise la résolution de SiTAr.

Cette fonction d'ajustement est approximative à plus d'un titre :

- la transmission du spectromètre n'est pas exactement gaussienne,
- la perte d'énergie n'est pas fixe pour tous les positrons, mais suit en réalité une distribution de type Landau,
- finalement, la résolution de SiTAr n'est pas exactement gaussienne.

Néanmoins, cette fonction d'ajustement fournit des résultats intéressants. Les données de trois mesures ont été ajustées. Lors des trois mesures, seule la cible d'arrêt des muons a été changée : nous avons utilisé une cible d'aluminium de 2 mm d'épaisseur, une cible de soufre de 2 mm d'épaisseur et cette même cible de soufre derrière laquelle était placée une plaque d'aluminium de 1 mm d'épaisseur. La figure 6.7 montre les résultats de l'ajustement des données obtenues avec la cible d'aluminium et avec la cible de soufre seule.

Le tableau 6.4 reprend les valeurs des paramètres obtenues lors des trois ajustements ainsi que la valeur du chi-carré normalisé (χ^2). Pour permettre une comparaison, la perte d'énergie des positrons entre leur point d'émission et SiTAr peut être estimée. En tenant compte que la cible est inclinée à 15° et que les muons de $28.5 \text{ MeV}/c$ s'arrêtent à 0.5 mm de la surface d'entrée de la cible, les positrons doivent encore traverser en moyenne² 1.57 mm d'aluminium ou de soufre selon la cible plus encore 1.04 mm d'aluminium dans le cas "Al+S". Cette traversée correspond à des pertes d'énergie de 0.58 MeV (pour les cibles d'Al ou de S) et 0.96 MeV (pour la cible AL+S). Chaque détecteur silicium ajoute encore 0.09 MeV à la perte d'énergie de sorte que lorsque les positrons

1. Malheureusement, l'ajustement ne converge pas vers des valeurs physique lorsqu'on introduit la polarisation des muons dans la fonction d'ajustement comme paramètre libre.

2. Lorsqu'on prend en compte l'angle d'émission du positron qui varie plus ou moins entre -15° et $+15^\circ$, l'épaisseur de cible à traverser varie d'environ 10 % dans un sens ou dans l'autre suivant l'angle d'émission.

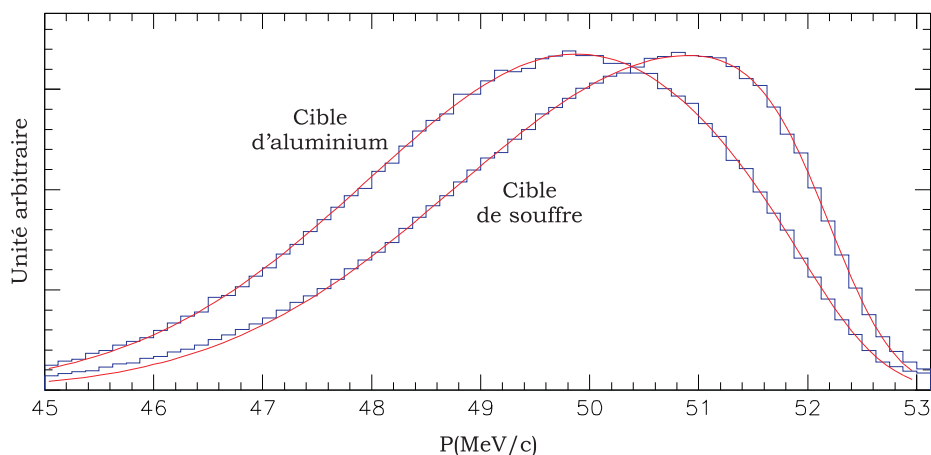


Figure 6.7 – Ajustement des spectres obtenus pour une mesure avec une cible d’aluminium de 2 mm d’épaisseur et une mesure avec une cible de soufre de même épaisseur.

arrivent au deuxième plan de SiTAR, la perte d’énergie est de 0.67 MeV dans le cas des cibles d’aluminium ou de soufre et de 1.05 MeV pour la cible “Al+S”. La comparaison de ces valeurs avec les résultats des ajustement montre que les pertes d’énergie obtenues par la simulation sont correctes avec une précision d’environ 10%. Endéans cette même précision, on constate également que les énergies moyennes de transmission (μ_{tr}) et les écarts type moyens de la transmission (σ_{tr}) obtenus par les ajustements sont constants. A ce niveau de précision, l’ajustement paraît cohérent. L’écart type de la reconstruction en énergie par SiTAR obtenu par ajustement tourne autour de 0.49 MeV , soit une largeur à mi-hauteur de 1.15 MeV , en très bon accord avec les résultats des simulations.

Tableau 6.4 – Valeurs des paramètres d’ajustement pour trois cibles d’arrêt des muons.

	$dE \text{ (MeV)}$	$\mu_{tr} \text{ (MeV)}$	$\sigma_{tr} \text{ (MeV)}$	$\sigma_{SiTAR} \text{ (MeV)}$	χ^2
Al	0.610 ± 0.027	52.09 ± 0.11	2.30 ± 0.04	0.506 ± 0.021	0.99
S	0.626 ± 0.008	51.62 ± 0.03	2.15 ± 0.02	0.477 ± 0.008	1.24
S+Al	1.060 ± 0.012	51.84 ± 0.06	2.09 ± 0.03	0.494 ± 0.013	1.24

Finalement, la différence entre la valeur mesurée de d_{31} et sa valeur calculée à partir de la quantité de mouvement reconstruite (cfr. section 4.2.2) permet de rejeter les événements qui ont subi une grande diffusion dans le deuxième plan de SiTAR ou dont une des positions au moins a été mal reconstruite. La

figure 6.8 présente dans le graphe de gauche le spectre de la différence entre la valeur mesurée et la valeur reconstruite de d_{31} et dans le graphe de droite, l'effet sur le spectre en énergie reconstruite lorsqu'on exige que la différence soit plus petite que 4 mm en valeur absolue. D'après les simulations, une telle contrainte rejette moins de 2% des événements tandis qu'expérimentalement, le nombre d'événements rejetés s'élève à 7% ce qui signifie que cette contrainte permet de rejeter environ 5% d'événements mal reconstruits.

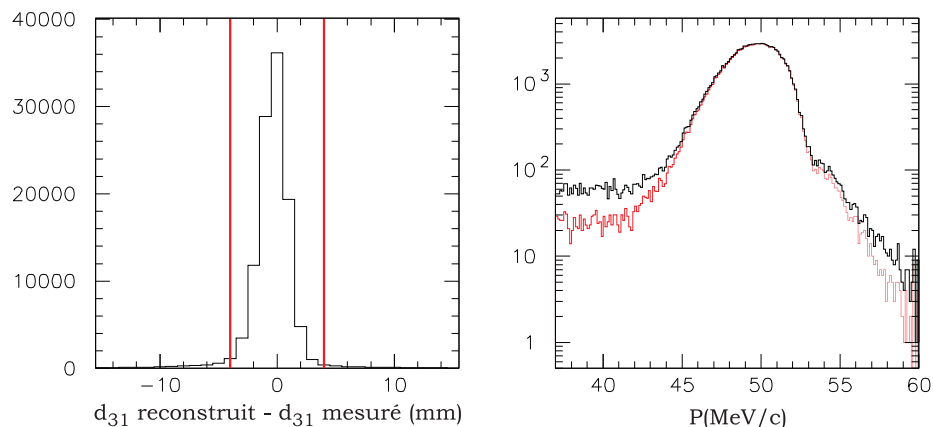


Figure 6.8 – Graphe de gauche : différence entre la valeur mesurée et la valeur reconstruite de d_{31} . Graphe de droite : Effet de la contrainte $|d_{31}| < 4$ mm sur le spectre de la quantité de mouvement reconstruite.

6.4 Polarimètre

Lors du test, une vingtaine de fichiers correspondant chacun à une heure de prise de données ont été réalisés dans la configuration de l'expérience finale. Pour ces fichiers, une analyse très succincte des données en provenance du polarimètre a été réalisée. Cette analyse permet une première évaluation de la performance du polarimètre, mais cette évaluation est nettement en deçà de la performance réelle du polarimètre. Ceci principalement pour deux raisons.

Premièrement, les informations des positions en provenance des différents détecteurs (chambres à fils, hodoscope et cristaux de BGO) n'ont pas été corrélées. La corrélation de ces positions permettrait, d'une part, d'améliorer la sélection des événements par leur cinématique et, d'autre part, d'améliorer l'efficacité des chambres à fils tout en maintenant ou même diminuant le nombre de canaux bruyants. En effet, la corrélation en position permet de déterminer pour chaque chambre une région restreinte dans laquelle on recherche le passage de particules de sorte qu'on peut éliminer les canaux qui n'appartiennent pas à cette zone et

qu'on peut diminuer le seuil des canaux y appartenant.

La deuxième raison de la sous-évaluation des performances du polarimètre est la mauvaise qualité des VA-Rich utilisés lors de ce test. Environ 7% des canaux du côté y de la première chambre à fils et 5% des canaux du côté x de la chambre à fils 4 ne fonctionnaient pas. Bien sûr, les VA-Rich correspondants seront remplacés pour la réalisation de l'expérience.

Moyennant ces réserves, la méthode d'analyse utilisée et ses résultats sont présentés dans ce chapitre.

6.4.1 Méthode d'analyse

Essentiellement, l'analyse consiste à déterminer le nombre de particules traversant chaque plan de détecteurs : chambres à fils, hodoscope et mur de BGO. Les chambres à fils et l'hodoscope ne sont sensibles qu'aux particules chargées tandis que le mur de BGO permet la détection des particules chargées et des photons. Les événements BB et AN dans les feuilles de Vacoflux 1 et 2 correspondent alors à une suite déterminée de nombres de particules dans chaque plan de détecteurs. Cette suite est indiquée pour chaque cas dans le tableau 6.5. Chaque

Tableau 6.5 – Définition du type d'événements en fonction du nombre de particules traversant chaque détecteur.

Type	feuille	WC1	WC2	WC3	WC4	WC5	Hod	BGO
AN	1	1	1	0	0	0	0	2
AN	2	1	1	1	0	0	0	2
BH	1	1	1	2	2	2	2	2
BH	2	1	1	1	2	2	2	2

détecteur (mis à part les BGO) est composé de deux plans, l'un définissant la position en x et l'autre celle en y .

On estime le nombre de particules traversant un détecteur à : 0, si aucune partie du détecteur ne détecte de particule, 1 si chaque partie (x et y) détecte une et une seule particule, 2 si au moins une des deux parties détecte deux particules et si l'autre partie détecte une ou deux particules. Pour tous les autres cas, on considère que plus de deux particules traversent le détecteur.

En ce qui concerne l'hodoscope et la chambre à fils 5, les nombres de particules les traversant sont explicitement enregistrés dans les données lors de la mesure. Le cas des chambres à fils et du mur de BGO par contre nécessitent une analyse.

Mur de BGO

La première étape pour déterminer le nombre de particules incidentes au mur de BGO pour un événement consiste en la calibration des BGO. Cette calibration est réalisée en utilisant, d'une part, l'énergie déposée par les muons d'origine cosmique (événements COS) dans chaque BGO et, d'autre part, le signal déposé par des diodes émettrices de lumière (événements LED).

Sur chaque BGO, une diode émet de la lumière avec trois intensités différentes. Les signaux produits dans les photomultiplicateurs des cristaux de BGO par ces trois impulsions lumineuses, pour deux valeurs différentes du gain des photomultiplicateurs (obtenues par la variation du gain avec et sans champ magnétique dans l'aimant PSC/ALC), permettent de déterminer par extrapolation la valeur de conversion des ADC des BGO pour un signal nul.

Par ailleurs, l'énergie déposée par les muons cosmiques dans chaque BGO permet de déterminer la valeur de conversion des ADC pour une énergie déposée identique pour tous les BGO³ et voisine de 50 MeV . La figure 6.9 montre un spectre typique de l'énergie déposée dans un BGO pour les événements de type COS. Pour chaque BGO, la valeur de conversion des ADC est corrigée de façon à ce que le pic du spectre (ligne verticale sur la figure) corresponde à une valeur identique pour tous les BGO.

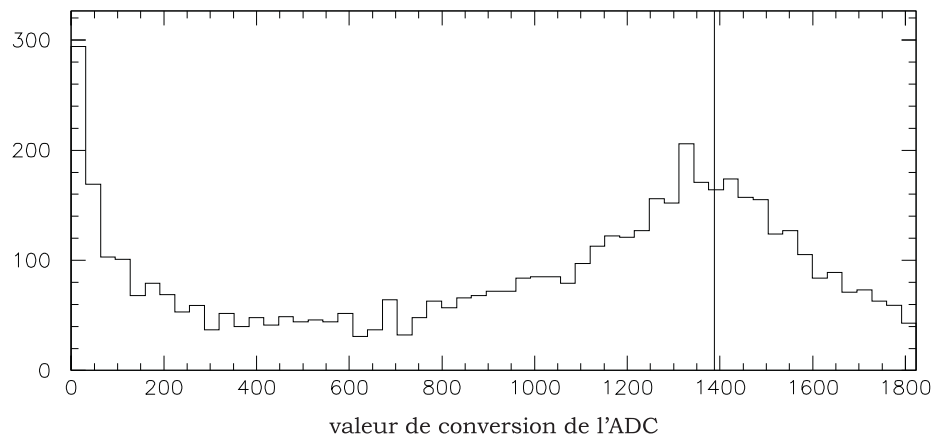


Figure 6.9 – Spectre d'énergie d'un cristal de BGO pour des événements de type COS.

Avec cette correction, la largeur à mi-hauteur du spectre qui correspond à l'énergie déposée dans le calorimètre par des positrons dont l'énergie reconstruite

3. Les muons d'origine cosmique que nous sélectionnons traversent verticalement l'entièreté du mur de BGO et déposent dans chaque BGO environ 50 MeV . L'énergie déposée dans un BGO dépend de la distance parcourue par le muon dans ce BGO. De plus, si l'énergie du muon est faible, il déposera une énergie plus grande par unité de longueur dans les BGO se trouvant dans le bas du mur mais nous n'entrerons pas dans ce type de considérations.

par SiTAr se situe entre 50 *MeV* et 51 *MeV* est d'environ 24%⁴.

La seconde étape consiste à imposer un seuil sur chaque BGO et à compter le nombre de groupes de BGO au-dessus de ce seuil. Le seuil imposé à chaque BGO correspond à 5% du pic de l'énergie déposée par les événements de type COS dans les BGO c'est-à-dire à environ 2.5 *MeV*⁵. Tous les BGO adjacents présentant un signal supérieur à ce seuil sont regroupés et le nombre de groupes de BGO est compté. Ce nombre est supposé identique au nombre de particules incidentes au mur de BGO.

Chambres à fils 1 à 4

Chaque côté de chaque chambre à fils (côté *x* ou *y*) est traité séparément et de façon identique.

La première opération consiste à imposer un seuil individuel pour chaque canal. Pour une même chambre, ce seuil peut varier d'un canal à l'autre en raison des différents gains des préamplificateurs des VA-Rich. Au sein d'un même VA-Rich, les gains des préamplificateurs sont très semblables de sorte que nous utiliserons un seuil identique pour tous les canaux provenant d'un même VA-Rich. Ce seuil est fixé au dixième de la valeur du pic de l'histogramme réalisé avec les amplitudes de conversion des ADC pour tous les canaux d'un VA-Rich.

Ensuite, les canaux qui présentent un signal au dessus du seuil individuel sont groupés s'ils sont adjacents et leurs amplitudes sont sommées. Un seuil de groupe est alors défini de façon qualitative en examinant l'histogramme correspondant à la somme des amplitudes pour le groupe qui présente la somme la plus grande en comparaison à l'histogramme de la somme des amplitudes de tous les groupes. La figure 6.10 présente ces deux histogrammes en superposition ainsi que la valeur du seuil de groupe imposé.

Calcul des asymétries

Le tableau 6.5 et la reconstruction du nombre de traces dans chaque détecteur permettent de compter le nombre de processus de chaque type (AN ou BB) et pour chaque feuille de Vacoflux dans un fichier déterminé. L'utilisation de ces résultats normalisés au nombre de positrons incidents au polarimètre, pour deux fichiers produits avec des polarisations opposées des feuilles de Vacoflux, fournit les asymétries de chaque processus dans chaque feuille grâce à l'équation (5.1) que nous reproduisons ici : $A \equiv \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}}$.

4. Il faut cependant noter qu'entre SiTAr et le mur de BGO, les positrons doivent traverser les chambres à fils, les feuilles de Vacoflux et les hodoscopes.

5. Nous n'avons pas encore déterminé si ce seuil est supérieur ou non au seuil imposé au niveau des ADC de sorte qu'il faut le considérer pour l'instant comme un seuil minimal.

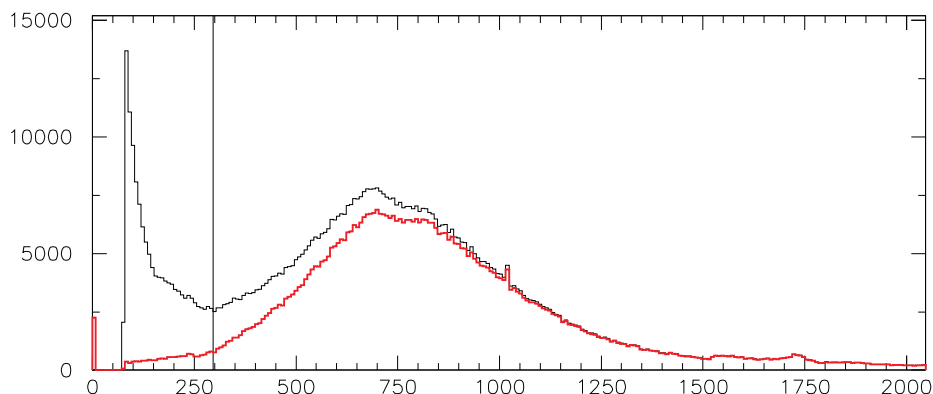


Figure 6.10 – Somme des amplitudes des canaux appartenant à un même groupe. L’histogramme présentant les plus grandes valeurs est construit pour tous les groupes tandis que l’autre est construit uniquement pour le groupe qui présente la somme d’amplitude la plus importante pour l’événement analysé.

6.4.2 Résultats

L’efficacité des détecteurs obtenue avec cette analyse rudimentaire peut être évaluée en réalisant pour chaque détecteur un histogramme du nombre de traces observées lorsque le détecteur en amont et le détecteur en aval ont détecté une et une seule trace. Pour le mur de BGO (respectivement la première chambre à fils), puisqu’il n’y a plus de détecteur en aval (respectivement en amont) capable de compter le nombre de traces, nous avons construit cet histogramme en ne reprenant que les événements pour lesquels tous les autres détecteurs présentent une et une seule trace. Le résultat est présenté dans la figure 6.11.

L’efficacité des chambres à fils, définie comme la probabilité de compter une seule trace lorsque les chambres en amont et en aval en compte une seule, varie entre 87% et 95%. En raison du seuil relativement élevé et de la piètre qualité des VA-Rich utilisés, le pourcentage de traces ratées varie entre 0.1% et 10% pour la chambre à fils munie des plus mauvais VA-Rich. Par ailleurs, l’inefficacité des chambres est pour une grande part due à un trop grand nombre de traces détectées. Ceci pourrait être nettement amélioré en utilisant les contraintes géométriques provenant de l’information spatiale des autres détecteurs. Pour insister encore sur la sous-évaluation de l’efficacité des chambres à fils dans cette analyse, on peut noter qu’une analyse réalisée par Johny Egger et Xavier Morelle en utilisant les contraintes géométriques et pour une région des chambres munie de VA-Rich de bonne qualité montre une efficacité des chambres s’élevant à plus de 98%.

En ce qui concerne le mur de BGO, on observe une “inefficacité” de 16% due uniquement à un trop grand comptage de traces et qui pourrait donc également

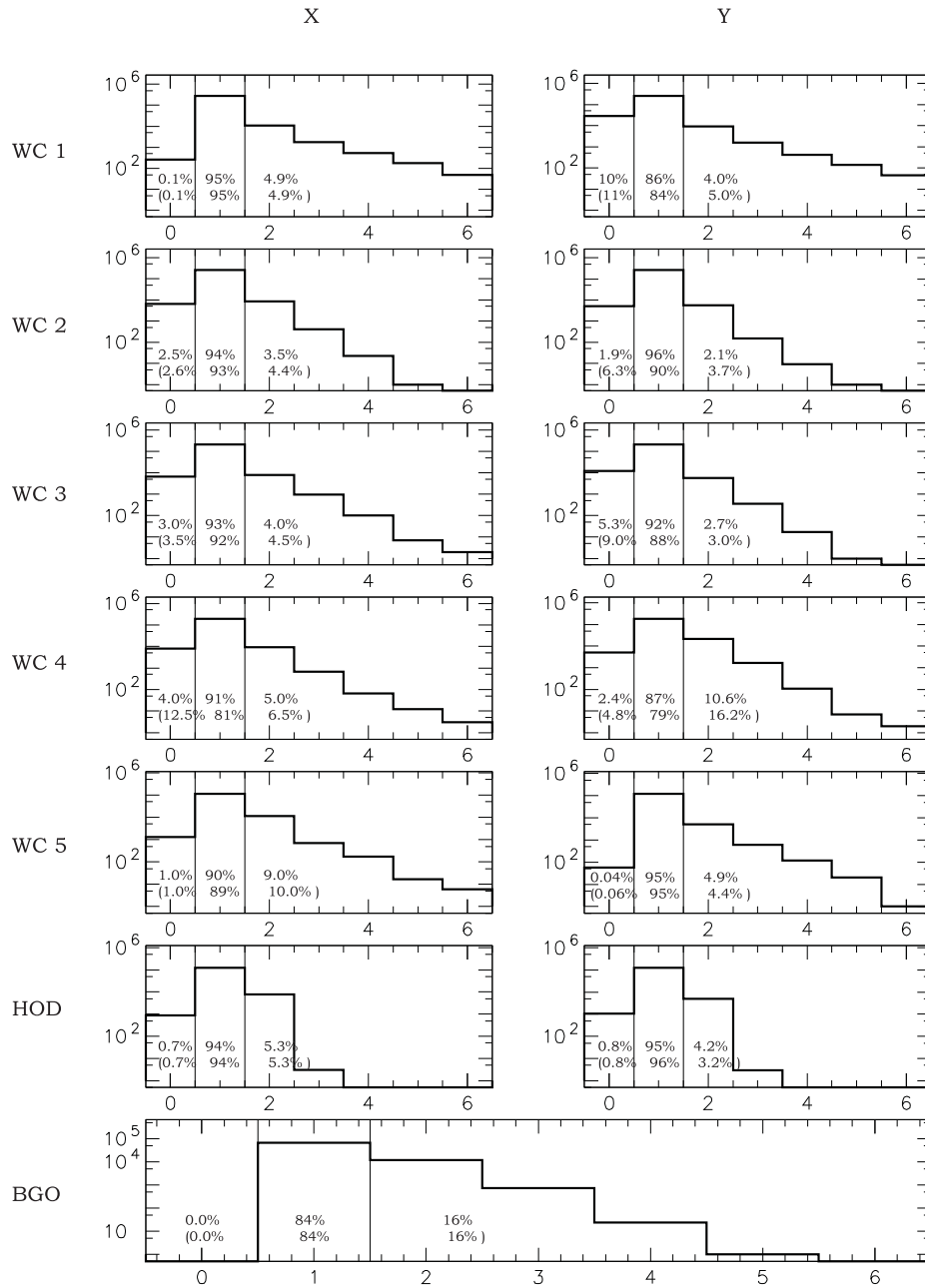


Figure 6.11 – Nombre de traces obtenues dans les détecteurs lorsqu'une et une seule trace est observée par les détecteurs voisins. Les histogrammes correspondent à l'analyse d'un fichier réalisé avec une cible d'aluminium. Les valeurs entre parenthèses sont les résultats correspondants pour la cible de soufre.

être largement améliorée par les contraintes géométriques. On peut également envisager d'augmenter les seuils sur les BGO, mais ceci requerrait une analyse plus fine de chaque BGO.

Asymétries et luminosités

Les asymétries obtenues pour les deux processus et pour les deux feuilles sont présentées dans la figure 6.12. Les asymétries mesurées pour les deux processus

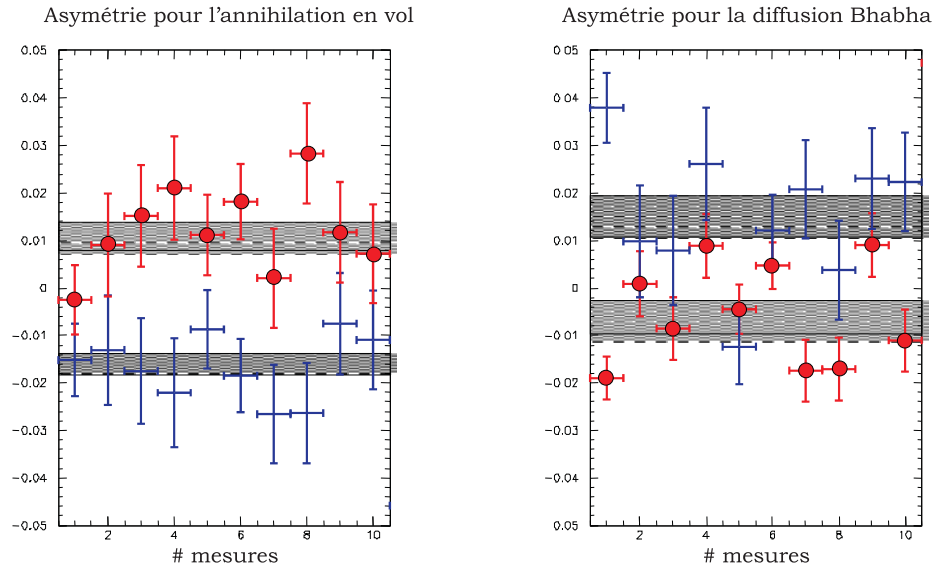


Figure 6.12 – *Asymétries expérimentales pour l'annihilation en vol et la diffusion Bhabha pour vingt mesures d'une heure. Chaque point correspond à une feuille et est calculé à partir de deux fichiers de données de polarisation opposée. Les gros points correspondent au processus provenant de la seconde feuille. On observe clairement le renversement du signe de l'asymétrie entre AN et BB. On peut observer une légère différence entre la grandeur des asymétries obtenues pour les deux feuilles. Cette différence n'est cependant pas statistiquement significative et pourrait par ailleurs être expliquée par une dilution plus ou moins grande des événements par le bruit.*

et moyennées sur les deux feuilles sont :

$$A_{exp}(BB) = -1.13 \pm 0.6 \cdot 10^{-2}, \quad (6.3)$$

$$A_{exp}(AN) = 1.31 \pm 0.4 \cdot 10^{-2}. \quad (6.4)$$

La comparaison de ces chiffres aux valeurs de la première ligne de la partie “analyse de données” du tableau 5.2 soit

$$\begin{aligned} A_{MC}(BB) &= -0.96 \pm 0.3 \cdot 10^{-2}, \\ A_{MC}(AN) &= 1.96 \pm 0.4 \cdot 10^{-2}. \end{aligned}$$

montrent un bon accord entre les valeurs expérimentales et celles prédites par la simulation.

En ce qui concerne la luminosité par contre, les chiffres obtenus expérimentalement :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{BB} &= 6.4 \cdot 10^{-4}, \\ \mathcal{L}_{AN} &= 3.5 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \tag{6.5}$$

sont largement inférieurs aux chiffres repris de la première ligne de l’analyse des données du tableau 5.2 :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{BB}(MC) &= 44 \cdot 10^{-4}, \\ \mathcal{L}_{AN}(MC) &= 22 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

Cette large différence est expliquée, d’une part, par la très mauvaise efficacité des chambre à fils et du mur de BGO obtenue par notre analyse, d’autre part, par l’efficacité des détecteurs silicium et, finalement, par deux coupures réalisées sur les données expérimentales qui ne sont pas reprises dans la première ligne de l’analyse du tableau 5.2. Plus précisément,

1. le produit des efficacités des chambres à fils et du mur de BGO avoisine les 30%,
2. la reconstruction de l’énergie par SiTAr avec la contrainte imposée sur le paramètre d_{31} est d’environ 70%,
3. une coupure sur l’énergie reconstruite par SiTAr ($E_{SiTAr} \in [44.83, 52.83]$) multiplie la luminosité par un facteur 95%,
4. finalement, une coupure sur l’énergie totale déposée dans les BGO : $E_{BGO} \in [300, 560]$ (le pic du spectre se trouvant à environ 420) introduit une diminution de la luminosité par un facteur multiplicatif de 87% pour BB et 76% pour AN.

Si on tient compte de ces efficacités et de ces coupures, les luminosités attendues pour les deux processus doivent être multipliée par un facteur 17.4% pour BB et 15.2% pour AN et deviennent donc $\mathcal{L}_{BB} = 7.6 \cdot 10^{-4}$ et $\mathcal{L}_{AN} = 3.3 \cdot 10^{-4}$ en bon accord avec les valeurs mesurées (6.5).

Notons ici que l’analyse partielle réalisée par Johny Egger et Xavier Morelle montre que l’efficacité globale des chambres à fils et du mur de BGO devrait s’élever à environ 90% après amélioration de l’analyse et remplacement des VA-Rich défectueux. De plus, si la reconstruction de l’énergie par SiTAr est un

élément essentiel pour lutter contre les éventuelles erreurs systématiques, les événements pour lesquels la reconstruction n'a pas été réalisable ne doivent a priori pas être rejetés. En effet, si l'efficacité de reconstruction de SiTAR ne dépend pas de la situation (cible de soufre ou d'aluminium), les événements pour lesquels la reconstruction de l'énergie par SiTAR s'avère impossible forment une classe pour laquelle on peut calculer le facteur de sensibilité et le rapport des polarisations longitudinales.

En conclusion, d'une part, les résultats des tests confirment les valeurs de luminosité et de pouvoir d'analyse obtenues par les simulations et, d'autre part, l'efficacité des détecteurs dont nous devons tenir compte pour prédire la luminosité expérimentale du polarimètre est d'environ 90%.

6.5 Statistique

Le taux de positrons incidents au polarimètre lors de ce test était de $\tau^\circ = 15000 \text{ s}^{-1}$ pour la cible de soufre et de $\tau^* = 3500 \text{ s}^{-1}$ pour la cible d'aluminium. Les temps morts correspondants sont de $dt^\circ = 34\%$ pour la cible de soufre et $dt^* = 15\%$ pour celle d'aluminium. Pour notre mesure, le nombre total de positrons incidents au polarimètre requis pour l'obtention d'une précision de $\sigma_f = 0.005$ est donné par la formule (5.15). Ce nombre qui ne tient pas compte du temps mort doit être pris pour moitié avec des muons polarisés et pour l'autre moitié avec des muons non polarisés de sorte que le temps nécessaire à l'obtention de la statistique requise est donné par

$$t = \frac{N_e}{2} \left(\frac{1}{\tau^\circ dt^\circ} + \frac{1}{\tau^* dt^*} \right) \quad (6.6)$$

où, pour rappel,

$$N_e = \frac{4}{\mathcal{L} (EnF \mathcal{A}_{exp} \sigma_f)^2}.$$

Les estimations des valeurs du pouvoir d'analyse et de la luminosité du polarimètre pour les processus d'annihilation en vol et de diffusion Bhabha sont reprises dans le tableau 5.2 en fonction des conditions d'analyse. La valeur de la luminosité doit être corrigée par un facteur 90% qui provient de l'efficacité des détecteurs estimée par l'analyse des tests. Si, en outre, nous utilisons le facteur de sensibilité moyen ($EnF = -3.4$) obtenu lors du test, le temps nécessaire à l'obtention de la précision de $\sigma_f = 0.005$ peut être calculé. En fonction des conditions d'analyse, il varie entre 45 et 233 jours lorsqu'on utilise les processus d'annihilation en vol et entre 96 et 183 jours lorsqu'on utilise les diffusions Bhabha. Le tableau 6.6 reprend le temps nécessaire pour chaque condition d'analyse.

On observe qu'en raison de la diminution de la luminosité, l'amélioration du pouvoir d'analyse du polarimètre en fonction des conditions d'analyse ou

Tableau 6.6 – Temps nécessaire à l’obtention d’une précision de $\sigma_f = 0.005$ en fonction des conditions de déclenchement et d’analyse.

Conditions de déclenchement	temps (jours)	
	Bhabha	Annihilation
Logique de l’hodoscope	100.4	233.1
Energie totale dans BGO > 30 MeV	106.5	126.9
Deux groupes de BGO séparés	183.1	66.5
Logique des chambre à fils 4 et 5	122.4	45.3
Analyse des données		
Logique des chambre à fils 1,2 et 3	96.4	45.3
2 groupes de BGO au bon endroit	136.2	55.0
Energie totale > 45 MeV	151.7	57.1
Relation énergie angle pour AN	151.7	50.1
Coplanarité	155.1	49.8

de déclenchement ne signifie pas toujours une diminution du temps de mesure nécessaire⁶. L’augmentation du pouvoir d’analyse permet par contre de mieux maîtriser les éventuelles erreurs systématiques. D’autre part, les différentes conditions d’analyse pourront également servir à étudier ces erreurs systématiques.

Au mieux, la précision recherchée sera donc obtenue en 45 jours. Avec les six semaines de faisceau allouées, et tenant compte du temps de montage du dispositif et des périodes d’arrêt de faisceau, nous pouvons nous attendre à environ vingt jours de mesures. Dans ce cas, notre précision statistique atteindrait $\sigma_f = 0.0075$, une précision encore meilleure que la limite théorique apportée par l’imprécision sur $\bar{\rho}$ et $\bar{\delta}$ (voir chapitre 1 page 14).

6. Notons cependant que l’estimation du temps nécessaire tient compte du temps mort effectif correspondant à la condition de déclenchement la plus stricte de sorte qu’en réalité, le temps réel nécessaire à la mesure doit être légèrement augmenté pour les conditions de déclenchement moins strictes.

Chapitre 7

Effets systématiques

7.1 Normalisation

L'expérience repose sur la comparaison des polarisations longitudinales et des taux des positrons émis dans la désintégration de muons polarisés et dépolarisés. Une normalisation relative du taux de muons sur la cible d'arrêt est nécessaire pour la mesure du facteur de sensibilité et de la dépolarisation des muons. Nous avons vu dans le premier chapitre que ces deux paramètres doivent être maîtrisés au niveau de 10% ce qui requiert que la normalisation soit stable à ce niveau.

Afin que la normalisation soit indépendante de la polarisation des muons, les deux télescopes utilisés (*T3T4* et *T5T6*) sont placés symétriquement par rapport à la cible d'arrêt des muons et à 90° de la polarisation des muons. De cette façon, en principe, la normalisation est parfaitement indépendante de la polarisation des muons. Cependant, du fait de l'épaisseur de la cible (1.5 mm), du fait qu'elle soit tournée de 15° par rapport à l'axe du faisceau, que le spin des muons tourne d'environ 7° dans le séparateur et que les muons s'arrêtent à 0.5 mm de la face d'entrée de la cible (c'est-à-dire asymétriquement par rapport à l'épaisseur de la cible), il est possible qu'une légère dépendance existe due aux diffusions asymétriques des positrons dans la cible d'arrêt des muons. La vérification n'a pas été faite, mais l'intuition laisse à penser que cet effet est négligeable et ne serait en tout cas pas le premier élément à être pris en considération dans l'étude des erreurs systématiques. Une cible de 1 mm d'épaisseur dans laquelle la distribution d'arrêt des muons serait symétrique par rapport à l'épaisseur de la cible permettrait de neutraliser encore davantage un éventuel effet résiduel. Par ailleurs, nous aurons la possibilité de réaliser une normalisation par rapport à un moniteur du faisceau de protons qui est parfaitement indépendant de la cible d'arrêt des muons. Dans ce cas, il faudrait toutefois vérifier la stabilité de cette normalisation au niveau de 10%.

Un autre effet possible serait dû au changement de cible. L'épaisseur de

cible que les positrons doivent traverser augmente le seuil effectif de détection des télescopes et dès lors un changement d'épaisseur de cible peut changer la normalisation. Par exemple, si la perte d'énergie des positrons dans la cible augmente de 1 MeV , le taux de comptage des positrons diminuera au maximum de 2%. Or l'épaisseur des cibles est de 2 mm de sorte que la perte d'énergie maximale dans la cible est d'environ 0.7 MeV . De plus, puisque les deux cibles sont construites pour avoir la même épaisseur (en g/cm^2)¹, il est clair que cet effet est également négligeable.

7.2 SiTAr

Le but premier de SiTAr est de pouvoir observer, en fonction de la quantité de mouvement reconstruite, une variation proportionnelle au facteur de sensibilité d'une éventuelle déviation de f par rapport à sa valeur dans le Modèle Standard. Une erreur systématique présente à ce niveau ne peut donc pas induire un effet attribuable à une déviation de f par rapport à sa valeur dans le Modèle Standard ni cacher un tel effet.

De plus, la reconstruction de la quantité de mouvement n'est pas une priorité pour SiTAr. L'objectif est d'atteindre deux exigences. Ces deux exigences sont, d'une part, que pour des paramètres déterminés de SiTAr (un ensemble quelconque de trois positions) la transmission du spectromètre en fonction de l'angle (θ) et de l'énergie ($x = E_i/E_{max}$) d'émission du positron soit constante par rapport au changement de cible et, d'autre part, qu'il existe des ensembles disjoints de ces paramètres pour lesquels les facteurs de sensibilité calculés à partir de ces transmissions² soient très différents. Cette deuxième exigence est satisfaite comme nous avons pu le voir. En ce qui concerne la première exigence, trois effets peuvent modifier la transmission pour un même ensemble de paramètres dans SiTAr lorsqu'on change la cible : le changement d'efficacité de SiTAr en fonction du taux de positrons, le changement du pourcentage d'événements mal reconstruits en fonction du taux et, finalement, la perte d'énergie dans la cible. L'efficacité de SiTAr et le pourcentage d'événements mal reconstruits peuvent être mesurés en fonction du taux et, dès lors, le facteur de sensibilité peut être corrigé. La perte d'énergie des positrons dans la cible d'arrêt des positrons est d'environ 0.6 MeV et les deux cibles ont été construites pour avoir la même épaisseur en g/cm^2 . Au pire, la perte d'énergie dans les deux cibles peut être mesurée et corrigée avec une précision d'environ 10% par SiTAr de sorte que la différence maximale de perte d'énergie entre les deux cibles est de l'ordre de 0.06 MeV . Cette différence de perte d'énergie ne peut provoquer d'effet systématique significatif (10%) que pour les quantités de mouvement très proches de 53 MeV . On pourra éventuellement, sans perdre significativement de statistique, n'utiliser

1. La perte d'énergie des positrons en $MeV \text{ cm}^2/g$ diffère d'environ 15% entre l'Aluminium ($3.52 \text{ MeV cm}^2/g$ à 50 MeV) et le soufre ($4.19 \text{ MeV cm}^2/g$ à 50 MeV)[29]

2. Voir équation 1.20, page 14 et les équations précédentes.

que la partie du spectre pour laquelle un tel glissement en énergie n'induit pas de variations du facteur de sensibilité supérieur à 10%.

7.3 Polarimètre

Lors du calcul du rapport des polarisations, nous devons faire l'hypothèse que le pouvoir d'analyse expérimental du polarimètre est identique pour les deux types de cibles (voir équation 5.12). Ce point est le plus délicat en ce qui concerne les erreurs systématiques. Plusieurs effets peuvent induire une différence dans les pouvoirs d'analyse expérimentaux entre les données prises avec la cible de soufre et avec la cible d'aluminium. Nous traiterons ces différents effets en commençant par les moins problématiques.

7.3.1 Dépendance spatiale

Le pouvoir d'analyse du polarimètre change en fonction de la position et de l'angle d'impact du positron sur le polarimètre. Or, la distribution en énergie et angle des positrons émis est différente suivant la polarisation des muons. On peut donc s'attendre à ce que les distributions spatiales des positrons sur le polarimètre soient différentes pour les deux polarisations des muons. Toutefois, la simulation montre que la position d'impact sur le polarimètre est pratiquement non corrélée avec l'angle et l'énergie d'émission des positrons en raison des diffusions des positrons dans les détecteurs silicium et de l'amplification de la taille du faisceau entre le point d'émission et le polarimètre. Par ailleurs, les chambres à fils permettent pour chaque événement de connaître la position et l'angle d'impact des positrons sur le polarimètre. Notons finalement que la mécanique du polarimètre, tournée de $+45^\circ$ ou -45° par rapport à l'axe du faisceau, permettra des vérifications supplémentaires. En conclusion, nous prévoyons que la dépendance spatiale du pouvoir d'analyse du polarimètre sera indépendante de la cible utilisée et que l'effet systématique induit sera donc négligeable. Cependant, si cela ne se vérifiait pas, nous pourrions corriger cet effet grâce à la connaissance des position et angle d'impact des positrons pour chaque situation.

7.3.2 Dépendance en fonction du taux

Le taux de positrons entrant dans le polarimètre change d'un facteur 4 selon que la mesure soit réalisée avec la cible d'aluminium ou la cible de soufre. Si nous définissons une classe d'événements par une sélection des événements BB ou AN dans une feuille déterminée et pour un intervalle en énergie, le taux d'événements de cette classe est donné par

$$N_{\pm} = N_e(\mathcal{L}(1 \pm P_e \mathcal{A}) + \epsilon_N) \quad (7.1)$$

où le signe + ou – dépend de la polarisation des feuilles de Vacoflux, N_e est le nombre de positrons incidents au polarimètre, P_e est la polarisation des positrons, \mathcal{L} est la luminosité du polarimètre, \mathcal{A} son pouvoir d'analyse et ϵ_N est la probabilité qu'un positron incident au polarimètre présente la signature correspondant à la classe sans y appartenir réellement. L'asymétrie correspondant à ce type d'événements est alors exprimée comme

$$A = \frac{[N_e(\mathcal{L}(1 + P_e\mathcal{A}) + \epsilon_N)] - [N_e(\mathcal{L}(1 - P_e\mathcal{A}) + \epsilon_N)]}{[N_e(\mathcal{L}(1 + P_e\mathcal{A}) + \epsilon_N)] + [N_e(\mathcal{L}(1 - P_e\mathcal{A}) + \epsilon_N)]} = \frac{P_e\mathcal{A}}{1 + \epsilon_N/\mathcal{L}} \quad (7.2)$$

Dès lors, si ϵ_N dépend du taux, le pouvoir d'analyse en dépendra aussi.

Si ϵ_N est dû à des positrons réalisant des processus physiques qui imitent la signature de définition de la classe (par exemple un double bremsstrahlung qui peut imiter une annihilation en vol) alors, ϵ_N ne dépendra pas du taux et le facteur $1 + \epsilon_N/\mathcal{L}$ se simplifiera dans le rapport des asymétries menant au rapport des polarisations longitudinales. Aucun effet systématique ne sera donc présent dans ce cas.

Si ϵ_N est lié aux fortuits, il dépendra du taux de positrons incidents et ne se simplifiera donc pas. Toutefois, pour qu'un fortuit imite un événement BB ou AN, il faut, d'une part, qu'un seul des positrons incidents soit signalé jusqu'à la feuille de Vacoflux considérée (ou de façon équivalente, il faut que le positron fortuit ne soit pas vu) et, d'autre part, il faut que les deux positrons produisent effectivement la signature requise dans la suite du détecteur. Si on sait que deux positrons peuvent ne laisser qu'une seule signature jusqu'à la première feuille de Vacoflux que s'ils arrivent endéans³ 50 ns et que leur distance au niveau des chambres à fils est inférieure à 1 cm, on peut estimer la probabilité qu'un fortuit imite un événement AN ou BB à environ 10^{-6} . La déviation systématique produite sera donc négligeable dans ce cas.

Finalement, ϵ_N peut varier en raison d'une efficacité différente des chambres à fils entre les deux types de cible due aux taux différents de positrons. En effet, on peut par exemple imaginer que le passage des positrons dans les chambres à fils crée des charges qui ne sont pas immédiatement collectées et que ce phénomène amplifie le bruit électronique présent. Cette possibilité sera étudiée lors de l'analyse et d'éventuelles corrections pourront éventuellement être apportées. Par ailleurs, la dépendance du rapport des polarisations longitudinale en fonction de la quantité de mouvement permet de s'affranchir de cette éventuelle erreur systématique. Cependant, ceci exige une statistique plus importante pour permettre l'observation de la dépendance en fonction de la quantité de mouvement. En effet, d'une part, il faut diviser les données en au moins deux groupes et, d'autre part, la sensibilité n'est plus multipliée par le facteur de sensibilité EnF mais bien par la différence de facteur de sensibilité entre les deux groupes de données.

3. Un système basé sur les deux scintillateurs présents à l'entrée du polarimètre permet de signaler la présence d'un second positron s'il est espacé de plus de 50 ns du premier positron.

7.4 Conclusion

Le caractère relatif des mesures inhérentes à notre expérience permet d'éliminer la plupart des effets systématiques. De tous les effets systématiques envisagés, un seul semble susceptible de biaiser notre mesure au niveau de précision que nous désirons obtenir. Il s'agit de l'erreur systématique sur le pouvoir d'analyse du polarimètre due à une efficacité des chambres à fils différente pour les deux types de cible d'arrêt des muons (Al et S). La présence de cet effet devra être recherchée avec attention lors de l'analyse des données expérimentales. Dans l'éventualité où cet effet serait présent, on pourrait s'en affranchir par une analyse en moment qui nécessiterait cependant une statistique légèrement plus importante.

Conclusions

Comme nous l'avons vu, le but de l'expérience *MELPOMENE* est de mesurer la combinaison des paramètres de Michel $f = \frac{\xi''}{\xi\xi'} - 1$ avec une précision de $\sigma_f = 0.005$. Pour ce faire, il a été nécessaire de disposer d'un faisceau de muons intense, hautement polarisé et faiblement contaminé par les positrons de même quantité de mouvement que les muons sélectionnés. De plus, la sélection des positrons en quantité de mouvement et la mesure de la polarisation longitudinale et de la quantité de mouvement des positrons ont également été nécessaires. Ces différents points ont fait l'objet de tests, de simulations et d'optimisations ; nous en résumons ici les résultats.

Dans un premier temps, le faisceau de muons de la ligne *ΠE3* au P.S.I. a été étudié pour une sélection de la quantité de mouvement correspondant à $28.5 \text{ MeV}/c$. Après optimisation de la polarisation et de l'intensité de ce faisceau, la mesure de la polarisation du faisceau de muons obtenu a été réalisée par la technique de Hanle en arrêtant les muons dans une cible d'aluminium. Le résultat de cette mesure est

$$P_\mu = 0.944 \pm 0.011 \quad (7.3)$$

où l'erreur est dominée par les effets systématiques.

Ensuite, la contamination du faisceau par des positrons de même quantité de mouvement et la réduction de cette contamination, obtenue grâce à un filtre de Wien, ont également été étudiées. Le filtre de Wien (alimenté à 110 kV) permet d'obtenir une séparation spatiale des positrons et des muons d'environ 16 cm (voir figure 3.7). Le taux de positrons incidents sur la cible d'arrêt des muons est alors diminué d'un facteur 70 et ramène ainsi la contamination du faisceau de muons sur la cible d'arrêt à 12%. La sélection supplémentaire réalisée par notre spectromètre permet finalement de négliger la contribution des positrons issus du faisceau.

Par ailleurs, nous avons testé différents matériaux pour la dépolarisation des muons en présence d'un champ magnétique de 0.1 T . Les matériaux NaCl , Fe_2O_3 et S permettent tous trois de dépolariser les muons par un facteur plus petit ou de l'ordre de $d = 0.10 \pm 0.05$. Parmi ces trois matériaux, nous sommes arrivés à la conclusion que le soufre était le meilleur dépolarisant.

Nous avons également mis au point un spectromètre passif basé sur trois

solénoïdes et une série d'obstacles et de collimateurs. Les champs magnétiques et les forces dus aux trois solénoïdes ont été obtenus grâce au programme POISSON. Le programme GEANT a été utilisé pour la simulation des trajectoires des positrons dans ce champ magnétique, et pour l'optimisation du dispositif (position et alimentation des aimants, forme des obstacles et des collimateurs). Le dispositif optimisé fournit une transmission importante des positrons émis avec une énergie de 45 *MeV* à 53 *MeV* et un angle compris entre 2° et 20° par rapport à la direction du faisceau de muons ainsi qu'une suppression presque complète pour les autres positrons (voir figures 4.6 et 4.9). L'optimisation de la transmission était contrainte par les problèmes dus au champ de fuite des aimants au niveau du polarimètre et aux forces magnétiques. Nous avons réussi à annihiler ces deux contraintes grâce à un assemblage presque symétrique des trois aimants et un blindage magnétique approprié (BIB).

Notons que le faible diamètre des trois aimants utilisés (20 cm) en regard de la dimension du faisceau de muons au niveau de la cible d'arrêt (± 5 cm de diamètre) implique que la transmission des positrons dépend fortement de la position d'arrêt des muons sur la cible. La réalisation d'un spectromètre utilisant des aimants dont le diamètre serait beaucoup plus grand que la dimension du faisceau sur la cible permettrait certainement d'améliorer la transmission d'un facteur deux au moins.

Dans le champ magnétique du deuxième solénoïde, nous avons également mis au point un spectromètre basé sur la reconstruction de la trajectoire des positrons dans un champ magnétique homogène. Trois plans de détecteurs silicium à double face fournissent les coordonnées du point de passage des positrons avec une résolution spatiale de 1 mm. Un algorithme simple permet de reconstruire, à partir de ces trois points, la quantité de mouvement des positrons. La résolution énergétique de cette méthode est limitée, d'une part, par la diffusion des positrons dans le second plan de détecteurs et, d'autre part, par la résolution spatiale des détecteurs silicium. Pour des détecteurs de 300 μm d'épaisseur, la résolution énergétique (largeur à mi-hauteur) est de 1.7% pour des positrons de 50 *MeV* lorsqu'on ne tient pas compte de la résolution spatiale; elle se détériore jusqu'à 2.2% lorsqu'on en tient compte. Ce dernier résultat, issu des simulations, est confirmé par l'analyse des tests effectués; cette analyse montre également que l'efficacité de détection des détecteurs silicium s'élève à plus de 98%. La méthode possède toutefois une restriction: l'algorithme nécessite l'inversion d'une fonction cosinus ce qui peut engendrer une ambiguïté en raison du caractère non bijectif de cette fonction. Dans notre cas, cette ambiguïté est résolue grâce à la connaissance de l'intervalle de quantité de mouvement couvert par les positrons traversant les détecteurs.

Le polarimètre a été décrit et le résultat des simulations s'y rapportant a été présenté. Ces résultats ont pu être confirmés par une analyse très préliminaire des tests réalisés de sorte que les caractéristiques du polarimètre fournies par les simulations ont pu être utilisées dans nos extrapolations. Pour rappel, le pouvoir d'analyse et la luminosité de polarimètre dépendent du degré d'analyse; pour

l'analyse la plus poussée envisagée, les caractéristiques du polarimètre pour les processus d'annihilation en vol et de diffusion Bhabha sont :

$$\mathcal{A}_{exp}(BB) = -1.04\% \quad \mathcal{L}(BB) = 0.23\% \quad (7.4)$$

$$\mathcal{A}_{exp}(AN) = 2.88\% \quad \mathcal{L}(AN) = 0.10\% . \quad (7.5)$$

La luminosité est encore limitée en raison de l'inefficacité des détecteurs utilisés dans le polarimètre. L'estimation de l'efficacité intégrée de l'ensemble des détecteurs du polarimètre, basée sur une extrapolation des résultats obtenus par une analyse d'une région des détecteurs, est de l'ordre de 90%.

L'analyse des tests a également permis de déterminer le facteur EnF moyen et les temps morts dans l'acquisition de données pour les mesures réalisées avec des muons polarisés et dépolarisés. Le facteur EnF obtenu est de $EnF = -3.4$ et les temps morts sont respectivement de 15% et 34% pour la mesure avec les muons polarisés et celle avec les muons dépolarisés.

Tous ces résultats permettent de déterminer le nombre de jours de prises de données nécessaires à l'obtention d'un écart type de $\sigma_f = 0.005$ sur la variable f . Pour les processus d'annihilation en vol et de diffusion Bhabha, le nombre de jours nécessaire est respectivement de 50 et 155 jours. La période de faisceau qui nous a été allouée est de six semaines. En tenant compte du temps de montage du dispositif et des arrêts de faisceau, le nombre de jours de prise de données devrait se réduire à une vingtaine. Dans ce cas, la précision statistique obtenue serait de $\sigma_f = 0.0075$; un résultat très proche de l'objectif que nous nous étions fixé et qui augmente déjà la précision sur f d'un facteur 30.

En ce qui concerne les erreurs systématiques, elles sont minimisées grâce au caractère relatif de toutes les mesures nécessaires. Les erreurs systématiques sur le pouvoir d'analyse expérimental du polarimètre semblent, d'après notre analyse, seules susceptibles d'être significatives. Néanmoins, elles pourront être étudiées précisément grâce à la connaissance du point d'impact et de la direction d'incidence des positrons sur le polarimètre, grâce à la possibilité de retourner le polarimètre (rotation de $+45^\circ$ ou -45°), et finalement, grâce à l'étude du rapport des polarisations en fonction de la quantité de mouvement des positrons reconstruite par SiTAr. En outre, l'analyse des résultats en fonction de la quantité de mouvement permettrait, si cela s'avérait nécessaire, de s'affranchir de ces erreurs systématiques moyennant une légère perte de précision statistique due à la nécessité de diviser les données en plusieurs groupes.

L'impact de l'amélioration de la précision sur le paramètre f a également été étudié. Si, dans le cadre restreint des modèles manifestements symétriques gauche-droite, les contraintes actuelles ne peuvent être modifiées via notre expérience, nous avons pu montrer que, dans le cadre de l'hamiltonien effectif reprenant les couplages non dérivatifs à quatre fermions les plus généraux, la précision visée permettra pour la première fois d'amener la contrainte sur le paramètre f à un niveau compétitif par rapport aux contraintes actuelles sur les autres paramètres de Michel[20]. Par ailleurs, il faut noter que notre expérience

utilise une technique nouvelle et basée uniquement sur des mesures relatives de sorte que les erreurs systématiques auxquelles elle est susceptible d'être soumise sont certainement différentes de celles intervenant dans les autres expériences et probablement inférieures.

La réalisation du dispositif expérimental de l'expérience *MELPOMENE* a été menée à terme et nous avons pu montrer que le dispositif devrait effectivement permettre d'améliorer la précision sur f d'un facteur 30 à 40. L'analyse d'une prise de données d'environ 20 jours est en cours et devrait fournir ses premiers résultats sous peu.

La question se posera ensuite de savoir s'il est intéressant d'améliorer le dispositif expérimental pour obtenir une précision encore meilleure et, si oui, quel type d'améliorations nous pouvons envisager. Dans l'état actuel des précisions sur $\bar{\rho}$, et $\bar{\delta}$, une augmentation de la précision de notre mesure n'entraînerait pas d'amélioration de la précision sur f au delà de $\sigma_f \approx 0.005$. Cependant, la précision sur ces deux paramètres sera certainement améliorée et on peut dès lors envisager de mener notre expérience à un stade de précision supérieur. Dans cette optique, chacun des éléments (faisceau de muons, spectromètre et polarimètre) devrait bien sûr être amélioré, mais la marge de manoeuvre n'est pas la même pour chacun d'eux. Ainsi, le point faible semble actuellement être du côté du spectromètre passif. En effet, sa réalisation a été particulièrement difficile en raison du petit diamètre des aimants par rapport à la taille du faisceau de muon. L'utilisation d'aimants de diamètre plus important devrait dès lors permettre aisément d'augmenter la transmission du spectromètre d'un facteur deux au moins. Cette amélioration nécessiterait ensuite d'améliorer la vitesse d'acquisition pour diminuer le temps mort. En ce qui concerne le faisceau de muon, le point sensible se trouve être la polarisation des muons. En effet, le facteur de sensibilité EnF augmente de façon très importante lorsque la polarisation des muons s'approche de un. Il faut cependant noter que le dispositif actuel a été optimisé pour une polarisation des muons de 95% et ne profiterait pas pleinement d'un accroissement de la polarisation des muons. Enfin, en ce qui concerne la polarimétrie, l'utilisation d'aimants permanents magnétisés perpendiculairement à leur surface semble prometteuse, mais les matériaux ne semblent pas encore à un stade de développement suffisamment avancé.

Annexe A

Réglage du faisceau

A.1 Octobre 95

Éléments	B(kGkG)	I(A)	DAC	$\frac{I}{I_{max}} \cdot \frac{100}{r}$	r Range factor	I _{max} (A)
QTD 71	0.5871	37.22	1524	0.074	20	500
QTD 72	-0.3821	-24.18	-900	0.048	20	500
QTB 71	0.1233	7.72	316	0.015	20	500
ASK 71	1.4691	54.46	446	0.109	100	500
HSA 71	0.4954	7.96	326	0.159	100	50 ^a
QSK 71	0.4359	24.03	1968	0.096	20	250
QSK 72	0.022	0.83	68	0.003	20	250
QSK 73	-0.5488	-30.35	-1243	0.061	20	500
QSK 74	0.5872	32.5	1331	0.065	20	500
HSD 72	-0.201	-18.12	-371	0.091	100	200 ^b
ASK 72	1.3975	51.77	424	0.104	100	500
HSD 71	-0.3528	-31.21	-639	0.156	100	200
QSB 71	0.0931	5.25	215	0.011	20	500
QSB 72	-0.1572	-8.86	-363	0.018	20	500
SEP 71	0.	0.	0	0.018	100	50
QSB 73	-0.8865	-50.06	-2050	0.1	20	500
QSB 74	-0.3573	20.15	1650	0.403	100	50 ^a

a. 2048 au lieu de 4095!!

b. :HSA72 est le nom de la source de tension

A.2 Octobre 97

Éléments	DAC	$\frac{I}{I_{max}} \cdot \frac{100}{r}$	r Range factor
QTD 71	1569	0.0779	20
QTD 72	-1040	-0.0520	20
QTB 71	405	0.0208	20
ASK 71	465	0.1136	100
HSA 71	295	0.1436	100
QSK 71	2207	0.1082	20
QSK 72	370	0.0190	20
QSK 73	-1300	-0.0645	20
QSK 74	1360	0.0669	20
HSD 72	-382	-0.0935	100
ASK 72	428	0.1045	100
HSD 71	-658	-0.1609	100
QSB 71	880	0.0430	20
QSB 72	-250	-0.0117	20
SEP 71	-930	-0.4659	100
QSB 73	-330	-0.0806	100
QSB 74	500	0.1221	100

Annexe B

Résolution de l'ambiguïté de reconstruction de la quantité de mouvement

Dans l'équation (4.8), l'ambiguïté provenant de l'inversion de la fonction $\cos \frac{\theta_{21}}{2}$ ainsi que de la non-connaissance du signe du cosinus peut être levée pour tout intervalle $\theta_{21} \in [\theta, \theta + 2\pi]$ à l'aide du signe du produit scalaire entre les vecteurs \vec{d}_{21} et \vec{d}_{32} ainsi que du signe de la composante suivant \hat{z} du produit vectoriel de ces deux mêmes vecteurs. Les expressions de ces produits sont données par

$$\vec{d}_{21} \cdot \vec{d}_{32} = r^2 \sin^2 \theta_{21} (4 \cos \theta_{21} - 2) , \quad (\text{B.1})$$

$$\left(\vec{d}_{21} \times \vec{d}_{32} \right)_z = r^2 \sin \theta_{21} (2 + 2 \cos \theta_{21} - 4 \cos^2 \theta_{21}) . \quad (\text{B.2})$$

L'étude du signe de ces deux expressions (de périodicité égale à 360°) est présentée dans le tableau B.1 qui montre clairement la levée de l'ambiguïté. Dans un intervalle de 360° , les trois colonnes de droite (dont les valeurs nous sont accessibles expérimentalement) permettent en effet de déterminer l'équation à utiliser (deuxième colonne) pour déterminer l'angle θ_{21} .

θ_{21}	$\theta_{21}(d_{21}, d_{32})$	$\frac{d_{32}}{2d_{21}} = \left \cos \frac{\theta_{21}}{2} \right $	$(\vec{d}_{21} \cdot \vec{d}_{32})$	$(\vec{d}_{21} \times \vec{d}_{32})_z$
$0^\circ \rightarrow 60^\circ$	$2 \arccos \left(\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$\sqrt{3}/2 \rightarrow 1$	+	+
$60^\circ \rightarrow 120^\circ$	$2 \arccos \left(\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0.5 \rightarrow \sqrt{3}/2$	-	+
$120^\circ \rightarrow 180^\circ$	$2 \arccos \left(\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0 \rightarrow 0.5$	-	-
$180^\circ \rightarrow 240^\circ$	$2 \arccos \left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0 \rightarrow 0.5$	-	+
$240^\circ \rightarrow 300^\circ$	$2 \arccos \left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0.5 \rightarrow \sqrt{3}/2$	-	-
$300^\circ \rightarrow 360^\circ$	$2 \arccos \left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$\sqrt{3}/2 \rightarrow 1$	+	-
$360^\circ \rightarrow 420^\circ$	$720^\circ - 2 \arccos \left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$\sqrt{3}/2 \rightarrow 1$	+	+
$420^\circ \rightarrow 480^\circ$	$720^\circ - 2 \arccos \left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0.5 \rightarrow \sqrt{3}/2$	-	+
$480^\circ \rightarrow 540^\circ$	$720^\circ - 2 \arccos \left(-\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0 \rightarrow 0.5$	-	-
$540^\circ \rightarrow 600^\circ$	$720^\circ - 2 \arccos \left(\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0 \rightarrow 0.5$	-	+
$600^\circ \rightarrow 660^\circ$	$720^\circ - 2 \arccos \left(\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$0.5 \rightarrow \sqrt{3}/2$	-	-
$660^\circ \rightarrow 720^\circ$	$720^\circ - 2 \arccos \left(\frac{d_{32}}{2d_{21}} \right)$	$\sqrt{3}/2 \rightarrow 1$	+	-

Tableau B.1 – Etude du signe de $(\vec{d}_{21} \cdot \vec{d}_{32})$ et $(\vec{d}_{21} \times \vec{d}_{32})_z$ en fonction de θ_{21} en vue de lever l'ambiguïté sur la fonction à utiliser pour déterminer θ_{21} en fonction de d_{21} et d_{32} .

Annexe C

Géométrie des obstacles

Une vue globale de la géométrie des obstacles placés à l'intérieur de TRAP est présentée dans la figure C.1. Tous les obstacles et collimateurs sont placés dans un tube de 120 cm de long, de diamètre extérieur égal à 199 mm et de diamètre intérieur égal à 190 mm. La description des collimateurs numérotés de 1 à 24 est présentée dans le tableau C.1.

Le dessin des sections des collimateurs **C1** et **C2** est présenté dans la figure C.2.

Les dessins des collimateurs **H1** et **H2** ainsi que de l'obstacle **Obst 1** sont présentés dans la figure C.3.

Les dessins des collimateurs **H3** et **H4** ainsi que de l'obstacle **Obst 2** sont présentés dans la figure C.4.

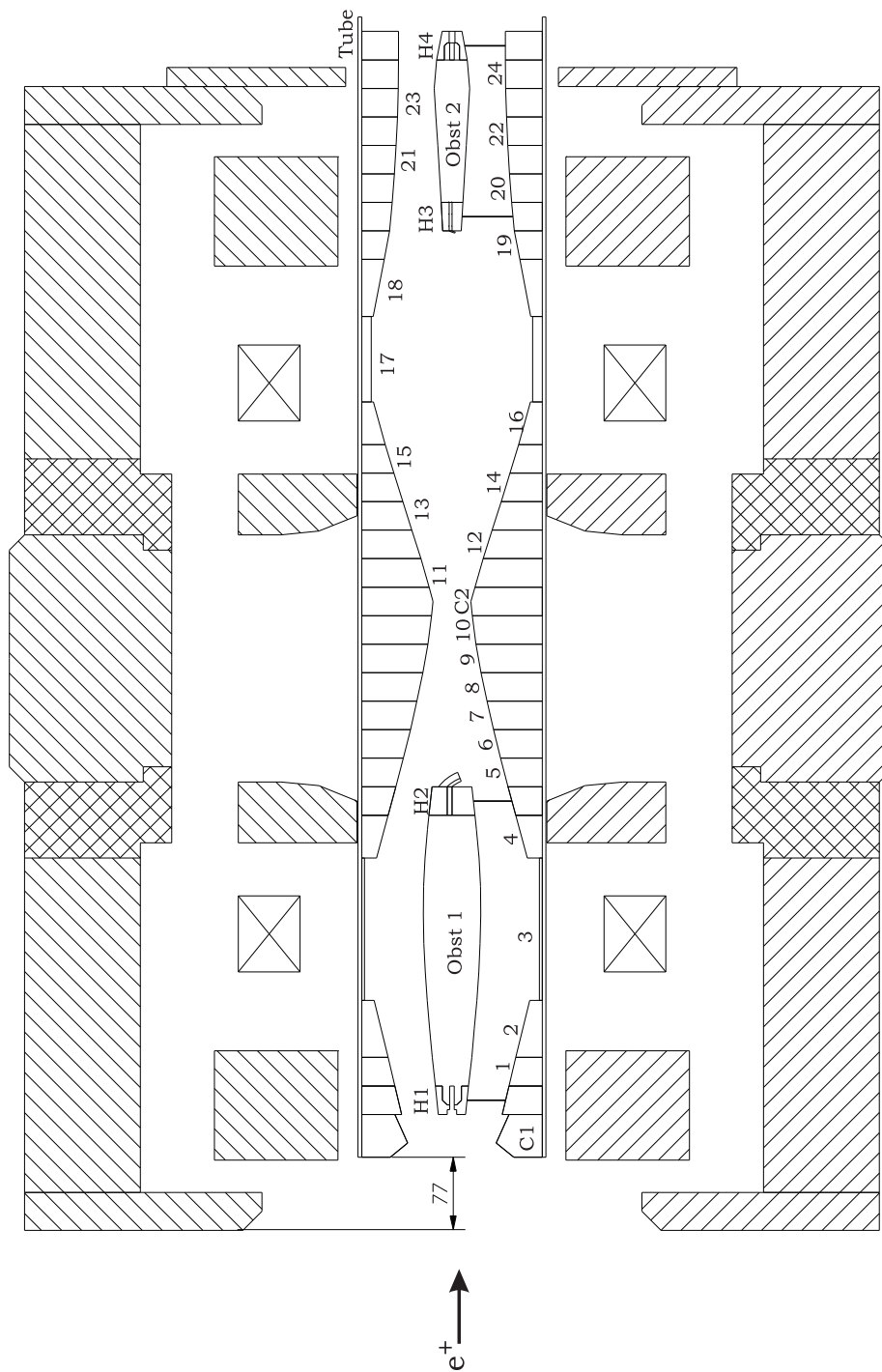
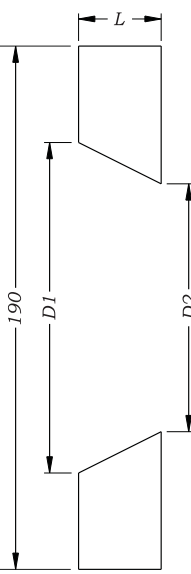


Figure C.1 – Disposition des collimateurs à l'intérieur de TRAP. Chaque élément est numéroté et sa description est donnée dans les pages qui suivent. L'obstacle C1 est placé à 77 mm du bord extérieur de TRAP.



Numéro	L (mm)	$D1$ (mm)	$D2$ (mm)	Numéro	L (mm)	$D1$ (mm)	$D2$ (mm)
1	30	134.4	120.0	13	30	103.6	84.4
2	60	164.0	134.2	14	30	122.2	103.6
3	150	184.0	184.0	15	30	140.6	122.2
4	45	158.8	134.2	16	45	165.2	140.6
5	30	118.0	102.2	17	90	170.0	170.0
6	30	102.2	87.4	18	60	166.0	142.8
7	30	87.4	73.8	19	30	142.8	131.2
8	30	73.8	61.2	20	30	125.6	121.2
9	30	61.2	50.6	21	30	121.2	117.6
10	30	50.6	43.0	22	30	117.6	114.8
11	30	65.6	48.2	23	30	114.8	113.2
12	30	84.4	65.6	24	30	113.2	112.4

Tableau C.1 – Description des collimateurs numérotés de 1 à 24.

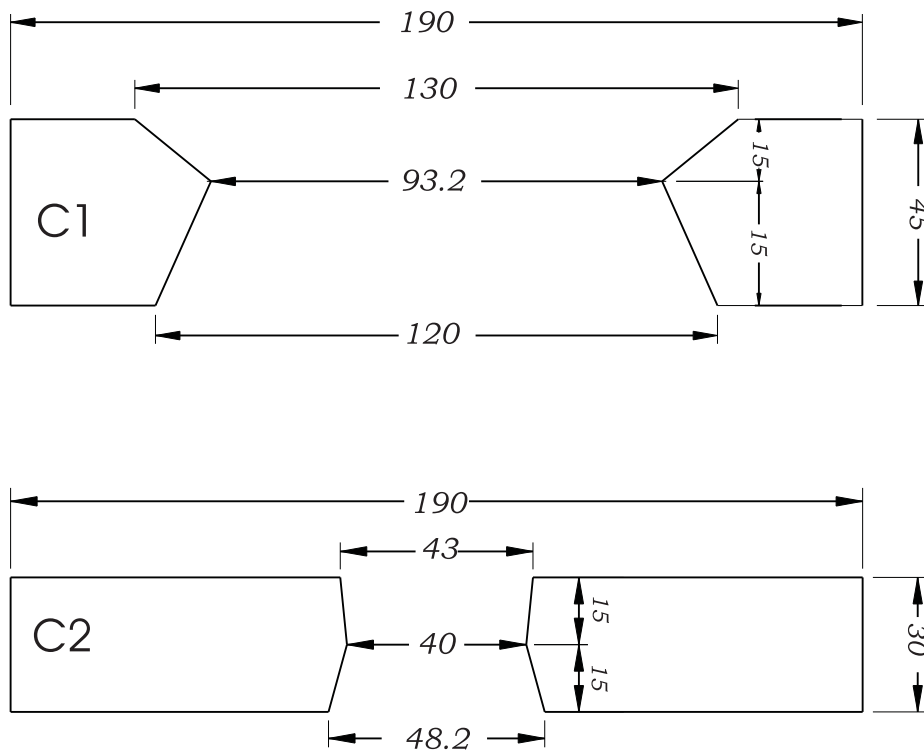


Figure C.2 – Sections des collimateurs C1 et C2.

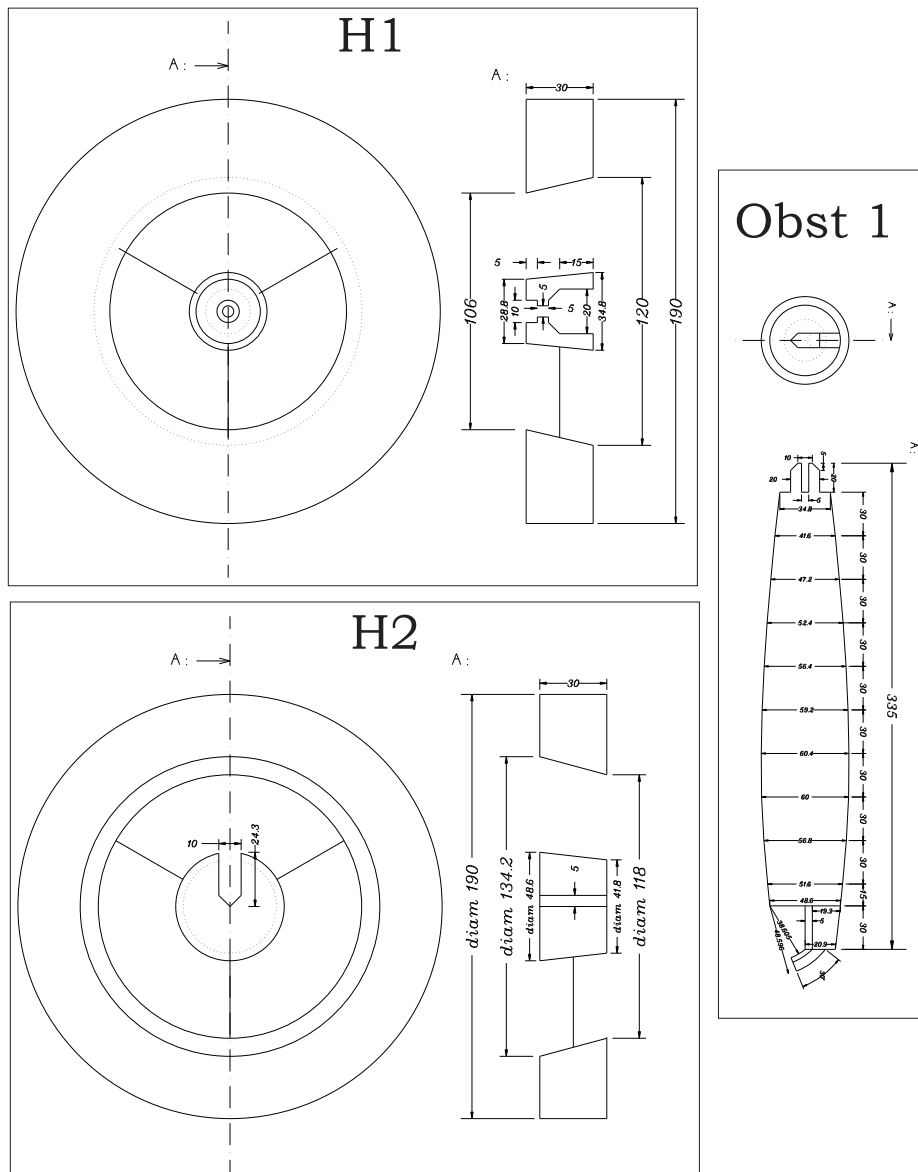


Figure C.3 – Dessins des collimateurs **H1** et **H2** ainsi que de l'obstacle **Obst 1**.

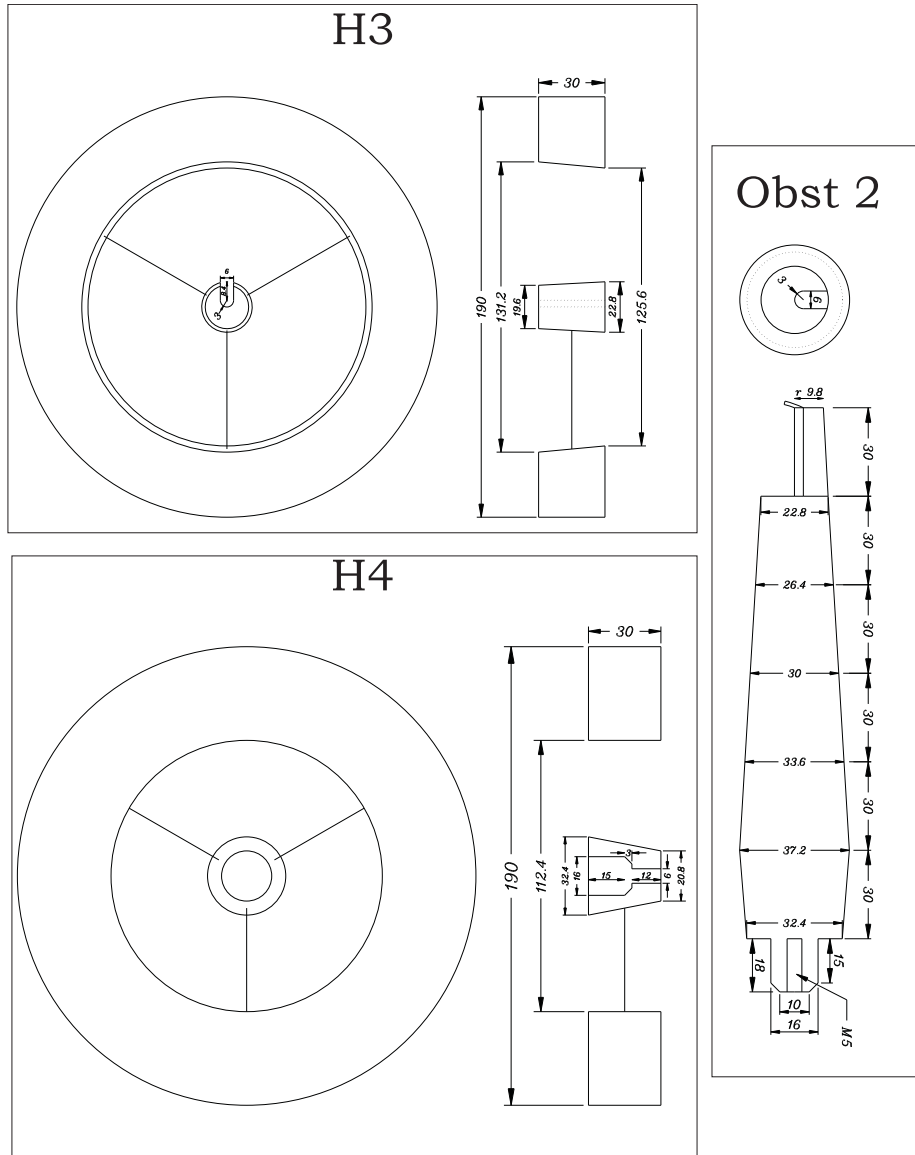


Figure C.4 – Dessins des collimateurs H3 et H4 ainsi que de l'obstacle Obst 2.

Annexe D

Contrainte indirecte sur ξ''

L'expression de f , développée au second ordre dans les constantes de couplage, est donnée par[15]

$$f \approx 4 \left[2 \frac{|g_{RL}^V|^2}{|g_{LL}^V|^2} + \frac{|g_{RR}^V|^2}{|g_{LL}^V|^2} + \frac{1}{4} \frac{|g_{RR}^S|^2}{|g_{LL}^V|^2} + 4 \frac{|g_{RL}^T|^2}{|g_{LL}^V|^2} + 2 \Re e \left(\frac{g_{RL}^S g_{RL}^{T*}}{|g_{LL}^V|^2} \right) \right]. \quad (D.1)$$

Or, les équations (1.6a), (1.6h), (1.10) et (1.6c),(1.6d) au premier ordre en $\bar{\rho}$ et $\bar{\delta}$ impliquent respectivement

$$\begin{cases} b = 4 - 2c - 4\bar{\rho} \\ a = 2c + 16\bar{\rho} \end{cases} \quad (D.2)$$

et

$$a' \approx 2c' + \frac{\bar{\delta}}{3}(4b' - 8c'). \quad (D.3)$$

Dès lors, si nous utilisons ces équations (D.2) et (D.3) et les expressions de a , a' , c et c' en fonction des constantes de couplages (eqs.1.5a, 1.5b, 1.5i et 1.5j) pour calculer la combinaison “ $(a' - 2c') + (a - 2c)$ ”, nous obtenons la relation

$$|g_{RL}^V|^2 + 2|g_{RL}^T|^2 + \Re e(g_{RL}^S g_{RL}^{T*}) = \frac{\bar{\rho}}{2} + \frac{\bar{\delta}}{24}(b' - 2c') + \mathcal{O}(\bar{\rho}^2, \bar{\delta}^2) \quad (D.4)$$

qui permet de réécrire l'expression de f , (D.1), comme

$$f = \frac{4}{|g_{LL}^V|^2} \left[|g_{RR}^V|^2 + \frac{|g_{RR}^S|^2}{4} + \bar{\rho} + \frac{\bar{\delta}}{12}(b' - 2c') + \mathcal{O}(\bar{\rho}^2, \bar{\delta}^2) \right]. \quad (D.5)$$

L'expérience de Jodidio *et al.*[20] apporte la contrainte¹

$$P_\mu \left(1 - \frac{2}{|g_{LL}^V|^2} \left[|g_{RR}^V|^2 + \frac{|g_{RR}^S|^2}{4} + \frac{|g_{LR}^S - 2g_{LR}^T|^2}{4} \right] \right) = 0.99790 \pm 0.00046(\text{stat}) \pm 0.00075(\text{syst}) \quad (\text{D.6})$$

où P_μ est la polarisation des muons dans leur expérience. Après transformation, en tenant compte du fait que les normes des constantes de couplages doivent être positives et que la polarisation des muons est inférieure ou égale à 1, on obtient l'intervalle à un écart type suivant :

$$\frac{4}{|g_{LL}^V|^2} \left[|g_{RR}^V|^2 + \frac{|g_{RR}^S|^2}{4} \right] \in [0, 0.00662] . \quad (\text{D.7})$$

En combinant cela avec la précision sur $\bar{\rho} = -0.0024 \pm 0.0021$ et $\bar{\delta} = 0.0019 \pm 0.0031$ dans l'équation (D.5), on obtient finalement pour f l'intervalle à un écart type suivant² :

$$f \in [-0.0184, 0.0095] . \quad (\text{D.8})$$

1. A partir de l'expression de l'observable $P_\mu \xi \delta / \rho$ en fonction des constantes de couplages donnée dans l'équation (40) de la note de Jan Govaerts[15].

2. On obtient les bornes de l'intervalle en utilisant pour chaque variable les valeurs expérimentales maximales et minimales à un écart type.

Annexe E

Description de SiTAr

Les figures E.1, E.2 et E.3 présentent les schémas électroniques des filtres et de la distribution des signaux placés au niveau de l'interface entre le vide et l'air. Les figures E.4 et E.5 présentent les schémas électroniques des connexions des VA-Rich sur leur carte d'alimentation : entrées des signaux, alimentations et réglages. Le tableau E.1 et la figure E.6 déterminent la localisation des connexions du boîtier PGA144 correspondants aux connexions du VA-Rich. Finalement, les figures E.9 à E.12 représentent la réalisation des schémas électroniques des figures E.4 et E.5 sur la carte d'alimentation des VA-Rich.

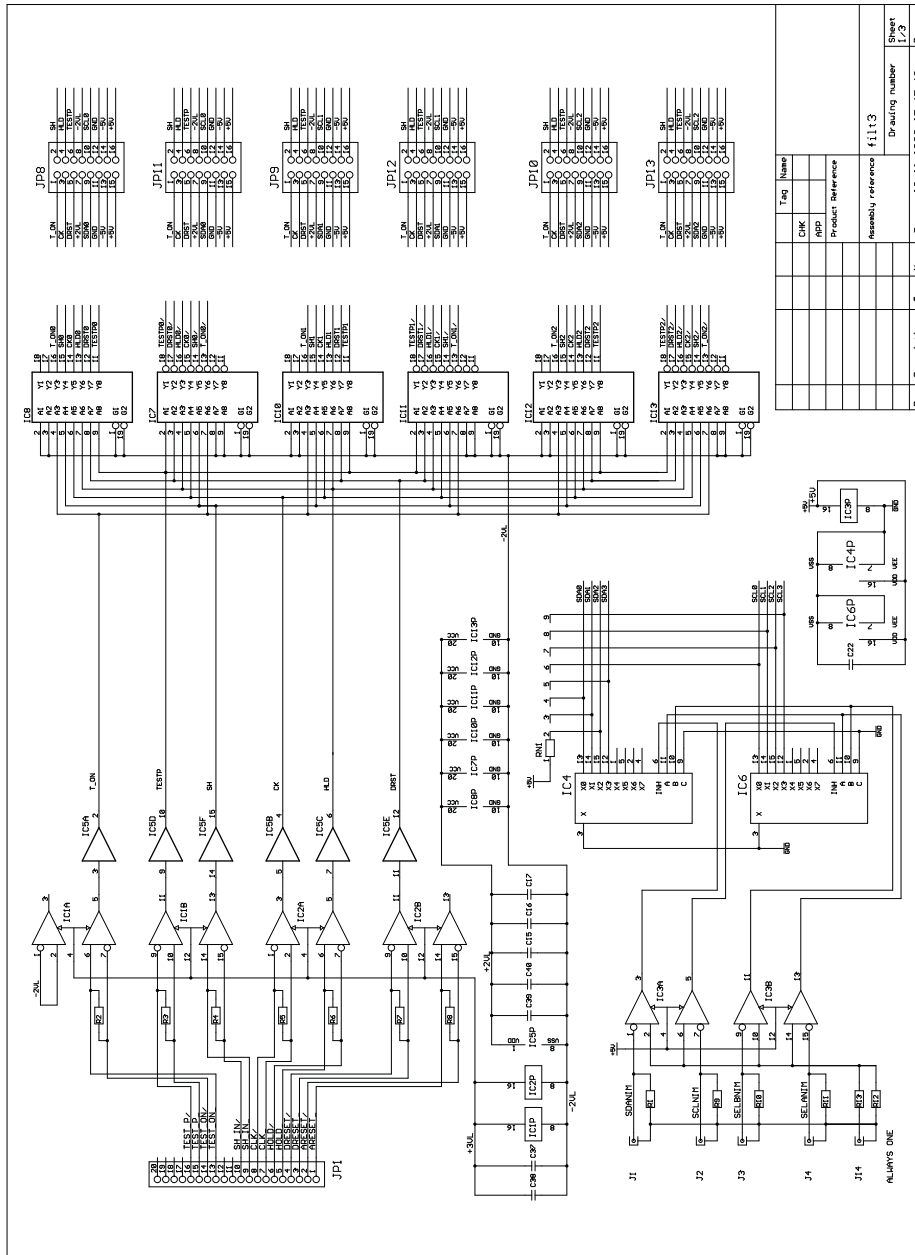


Figure E.1 – Schéma électronique des filtres et de la distribution des signaux effectués au niveau de l'interface entre le vide et l'air. Première partie : distribution des signaux.

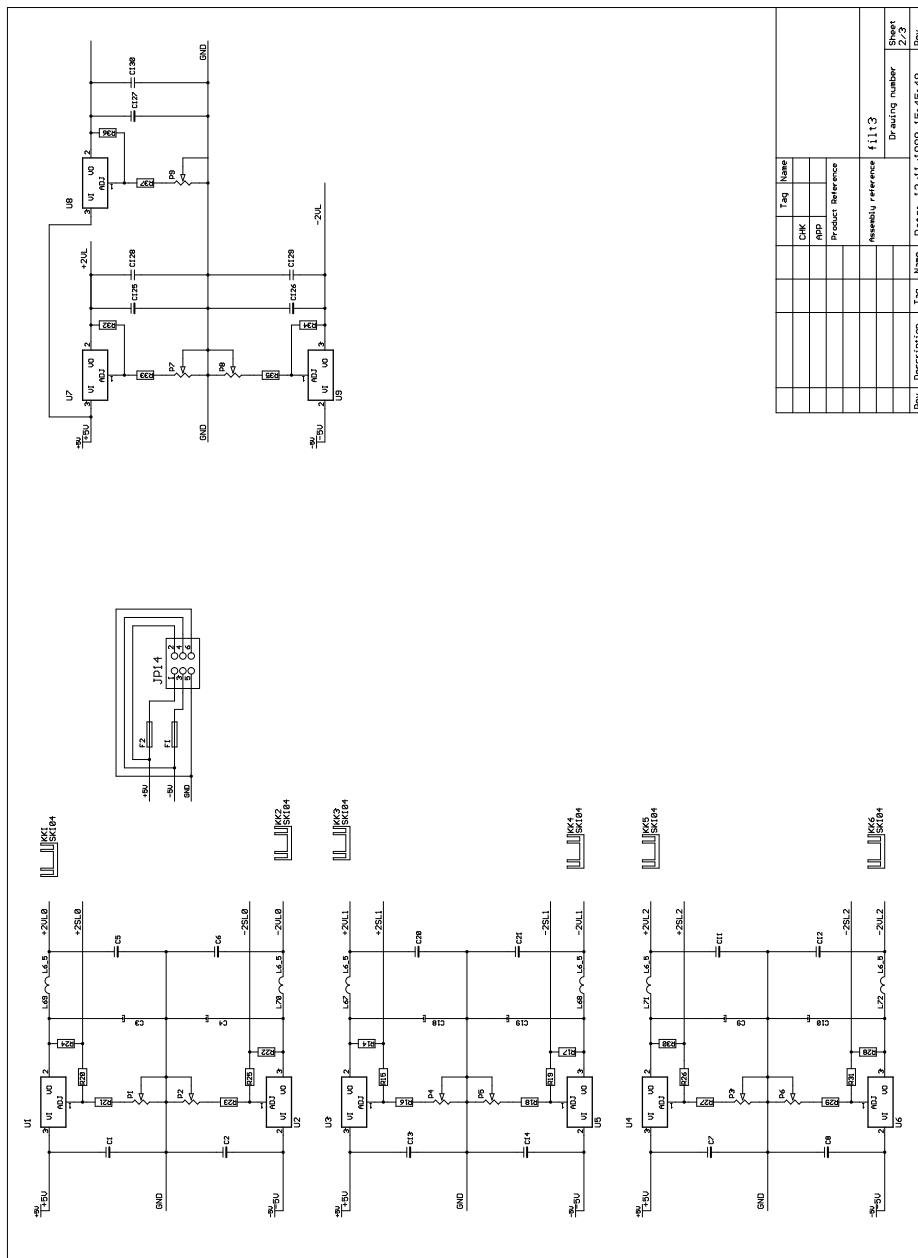


Figure E.2 – Schéma électronique des filtres et de la distribution des signaux effectués au niveau de l'interface entre le vide et l'air. Deuxième partie : alimentations.

Tag	Name
CHK	
APP	
Product Reference	
Assembly reference f1113	
Drawing number	
Sheet	Rev
125	

Rev	Description	Tag	Name	Date	Date: 12/11/1996	15-45-48

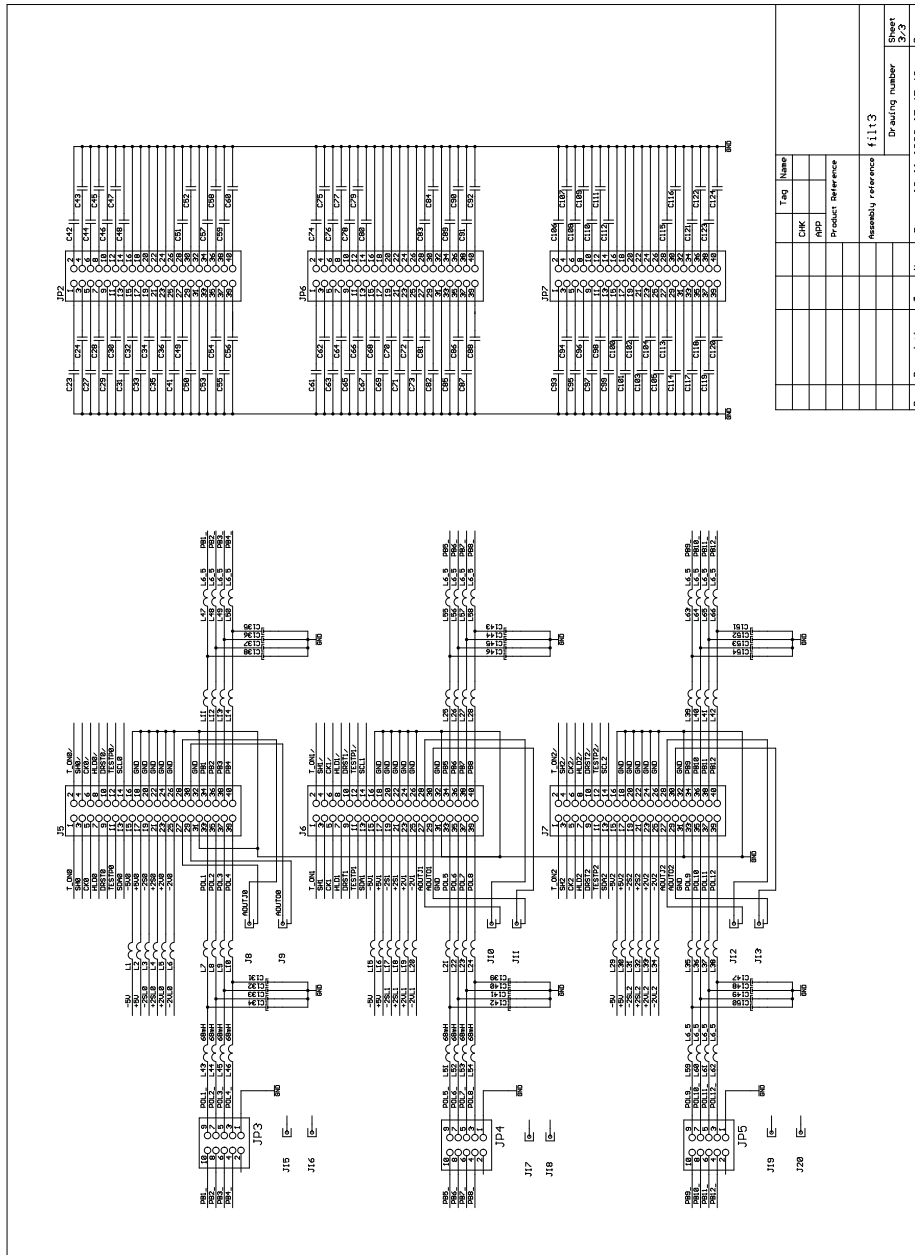


Figure E.3 – Schéma électronique des filtres et de la distribution des signaux effectués au niveau de l'interface entre le vide et l'air. Troisième partie : filtres.

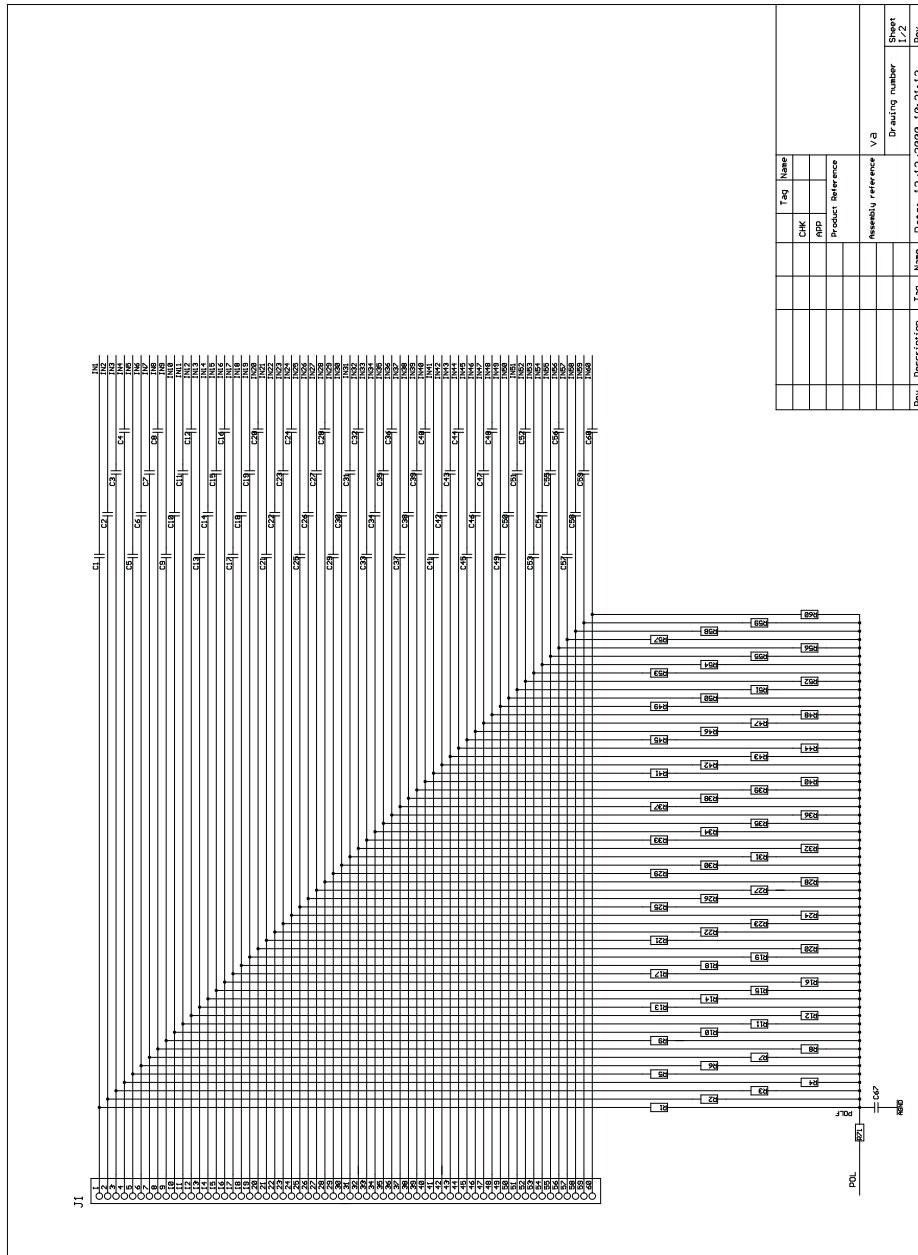


Figure E.4 – Schéma électronique des connexions réalisées sur la carte d'alimentation du VA-Rich. Première partie : connexions au détecteur silicium.

Tableau E.1 – Table des connexions entre le VA-Richet le boîtier PGA144 (VA/PGA)

VA	PGA	VA	PGA	VA	PGA	VA	PGA	VA	PGA
1	D3	2	C2	3	B1	4	D2	5	E3
6	C1	7	E2	8	D1	9	F3	10	F2
11	E1	12	G2	13	G3	14	F1	15	G1
16	H2	17	H1	18	H3	19	J3	20	J1
21	K1	22	J2	23	K2	24	K3	25	L1
26	L2	27	M1	28	N1	29	M2	30	L3
31	N2	32	P1	33	M3	34	N3	35	P2
36	R1	37	N4	38	P3	39	R2	40	P4
41	N5	42	R3	43	P5	44	R4	45	N6
46	P6	47	R5	48	P7	49	N7	50	R6
51	R7	52	P8	53	R8	54	N8	55	N9
56	R9	57	R10	58	P9	59	P10	60	N10
61	R11	62	P11	63	R12	64	R13	65	P12
66	N11	67	P13	68	R14	69	N12	70	N13
71	P14	72	R15	73	M13	74	N14	75	P15
76	M14	77	L13	78	N15	79	L14	80	M15
81	K13	82	K14	83	L15	84	J14	85	J13
86	K15	87	J15	88	H14	89	H15	90	H13
91	G13	92	G15	93	F15	94	G14	95	F14
96	F13	97	E15	98	E14	99	D15	100	C15
101	D14	102	E13	103	C14	104	B15	105	D13
106	C13	107	B14	108	A15	109	C12	110	B13
111	A14	112	B12	113	C11	114	A13	115	B11
116	A12	117	C10	118	B10	119	A11	120	B9
121	C9	122	A10	123	A9	124	B8	125	A8
126	C8	127	C7	128	A7	129	A6	130	B7
131	B6	132	C6	133	A5	134	B5	135	A4
136	A3	137	B4	138	C5	139	B3	140	A2
141	C4	142	C3	143	B2	144	A1		

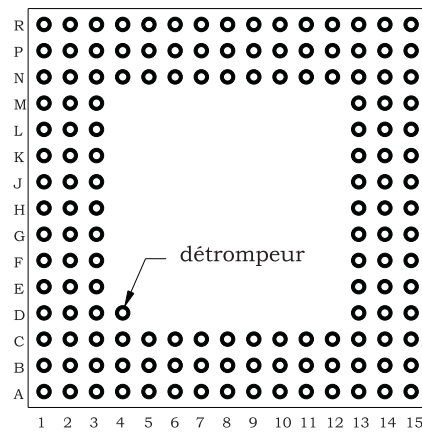


Figure E.6 – Boîtier PGA 144. Dessin des connecteurs. Vue du dessous.

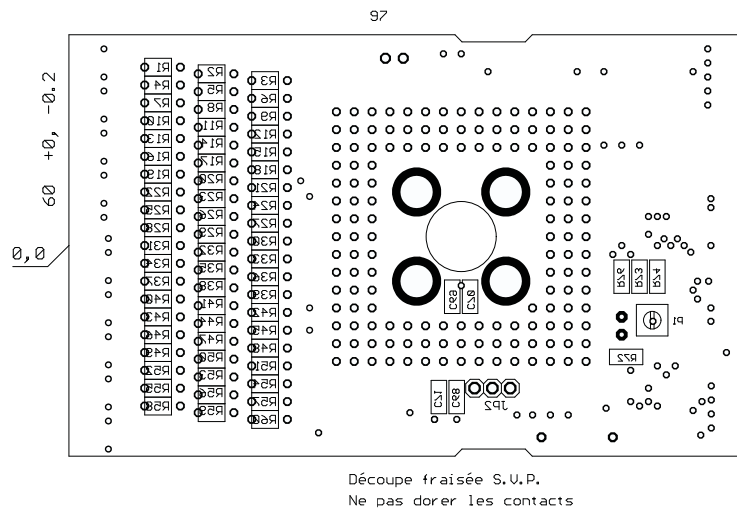


Figure E.7 – Carte d'alimentation et de connections du VA-Rich. Couche inférieure : composants. On voit les capacités qui filtrent les signaux d'alimentations du VA-Rich aussi proche que possible du point d'entrée dans le boîtier.

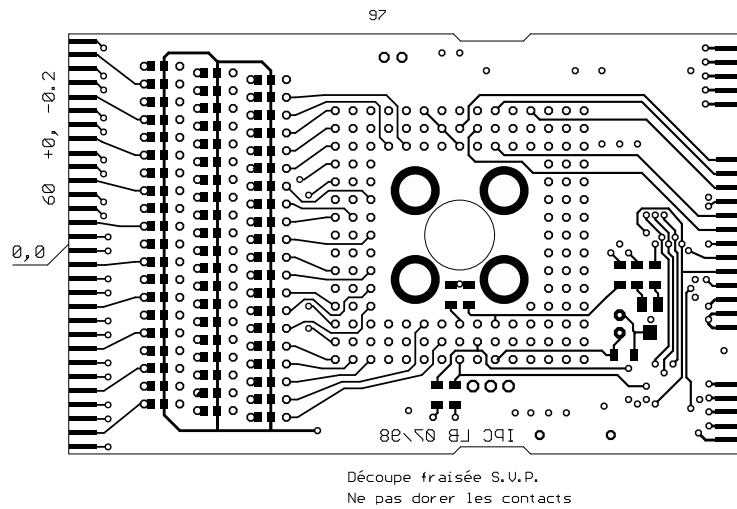


Figure E.8 – Carte d'alimentation et de connections du VA-Rich. Couche inférieure : connections.

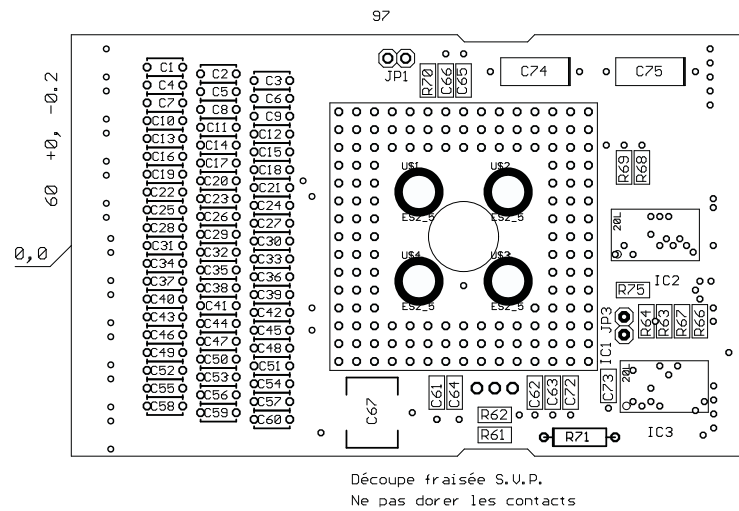


Figure E.9 – Carte d'alimentation et de connections du VA-Rich. Couche supérieure : composants. A nouveau, on voit les capacités qui filtrent les signaux d'alimentations du VA-Rich aussi proche que possible du point d'entrée dans le boîtier.

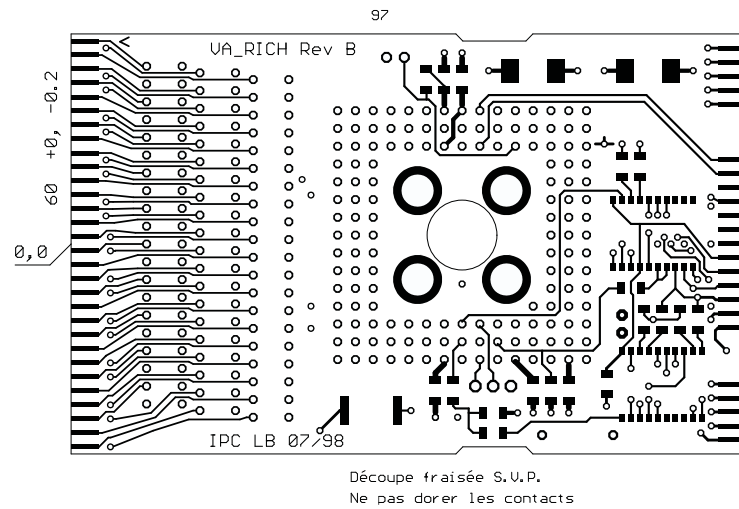


Figure E.10 – Carte d'alimentation et de connections du VA-Rich. Couche supérieure : connections.

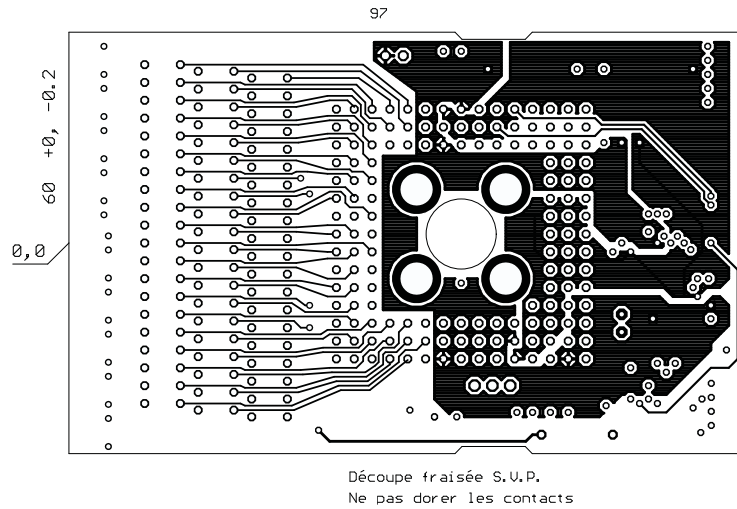


Figure E.11 – Carte d'alimentation et de connections du VA-Rich. Deuxième couche interne : les alimentations +2 V et -2 V. Ces alimentations sont amenées par des plans pour minimiser leur impédance.

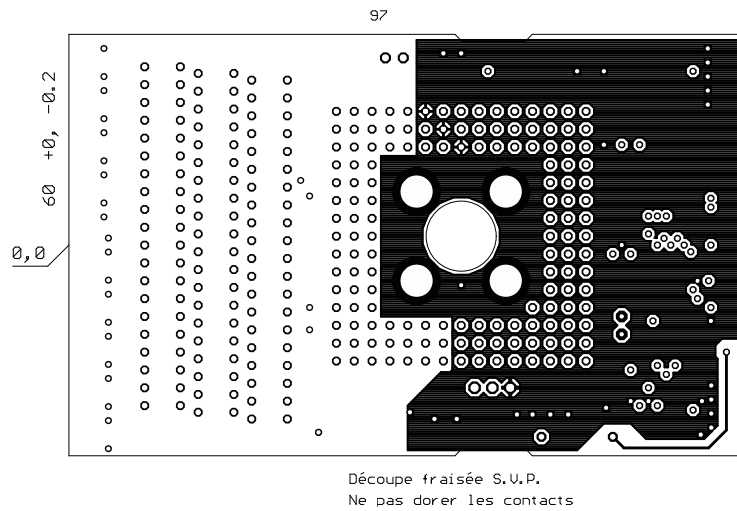


Figure E.12 – Carte d'alimentation et de connections du VA-Rich. Première couche interne : le plan de masse. La masse doit être bien définie pour assurer la stabilité et un filtrage de qualité des signaux alimentant le préamplificateur.

Bibliographie

- [1] S. Abachi et al. Search for Right-Handed W Bosons and Heavy W' in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 76(18) :3272, 1996.
- [2] F. Abe et al. Search for Charged Bosons Heavier than the W Boson in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 74(15) :2900, 1995.
- [3] B. Balke et al. Precise Measurement of the Asymmetry Parameter δ in Muon Decay. *Phys. Rev.*, D37 :587, 1988.
- [4] H. Burkard et al. Muon Decay : Measurement of the Positron Polarization and Implications for the Spectrum Shape Parameter η , V-A and T-Invariance. *Phys.Lett.*, 150B(1,2,3) :242–246, January 1985.
- [5] H. Burkard et al. Muon Decay : Measurement of the Transverse Positron Polarization and General Analysis. *Phys.Lett.*, 160B(4,5) :343–348, October 1985.
- [6] CERN. Geant Detector Description and Simulation Tool. Program Library Long Writeups, 1993.
- [7] S.E. Derenzo. Measurement of the low energy end of the μ^+ decay spectrum. *Phys. Rev.*, 181 :1854, 1969.
- [8] *The European Physics Journal*, C15 :287, 2000.
- [9] W. Fetscher and H.-J. Gerber. *Precision Tests of the Standard Electroweak Model*, pages 657–705. World Scientific, Singapore, P. Langacker edition, 1995. see also, The Review of Particle Properties, *Phys. Rev. D*50 (1994) 1399.
- [10] Y. Fukuda and others (SuperKamiokande Colaboration). Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. REV. Lett.*, 81 :1562, 1998.
- [11] Y. Fukuda and others (SuperKamiokande Colaboration). Measurement of a Small Atmospheric ν_μ/ν_e Ratio. *Phys. Lett.*, B433 :9, 1998.
- [12] H.-J. Gerber, W. Fetscher, and K.F. Johnson. Muon Decay : Complete Determination of the Interaction and Comparison With the Standard Model. *Phys. Lett.*, B173 :102, 1986.
- [13] J. Govaerts. L'interaction électrofaible : une fenêtre sur la physique au-delà du modèle standard. *Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, Noyaux en collisions :11–12, 1995.

- [14] J. Govaerts. A note on the Hanle Effect for Muon Polarised Decay. *unpublished*, 1995.
- [15] J. Govaerts. Asymmetry-Longitudinal Polarisation Correlation in Muon Decay : a Reappraisal. *unpublished*, July 1996.
- [16] M. Hadri. *Positronium, Bhabha and Annihilation in Flight Polarimetries : a Comparative Study for Low Energy Positrons*. Ph.d. dissertation, ETH Zürich, 1998. (Diss. ETH No 12828).
- [17] E.H.M. Heijne et al. A Silicon Surface Barrier Microstrip Detector Designed for High Energy Physics. *NIM*, 178 :331, 1980.
- [18] P. Herczeg. On Muons Decay in Left-Right-Symmetric Electroweak Models. *Phys. Rev.*, D34 :3449, 1986.
- [19] V.W. Hughes and C.S. Wu. *Muon Physics*, volume III Chemistry and Solids. Academic Press, 1975.
- [20] A. Jodidio et al. Search for Right-Handed Currents in Muon Decay. *Physical Review D*, 34(7) :1967–1990, October 1986.
- [21] T. Kinoshita and A. Sirlin. Polarization of Electrons in Muon Decay with General Parity-Nonconserving Interactions. *Phys. Rev.*, 108 :844, 1957.
- [22] P. Knowles. R-97-06 October '97 Test Run. *unpublished*, January 1998.
- [23] P. Langacker and S. Uma Sankar. Bounds on the Mass of the W_R and the $W_L - W_R$ Mixing Angle ζ in General $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ Models. *Phys. Rev.*, D40 :1569, 1989.
- [24] H. Mahler. *Messung der Longitudinal-Polarisation der positronen aus dem zerfall positiver myonen*. PhD thesis, Eidgenoessischen Technischen Hochschule Zuerich, 1980. (Diss.ETH Nr 6729).
- [25] M.T. Mehr and F. Scheck. Relative Corrections to Electron Polarization in Muon Decay. *Nucl.Phys.*, B149 :123, July 1979.
- [26] L. Michel. *Proc. Phys. Soc.*, A63 :514, 1950.
- [27] Minaichev et al. *JETP*, 31 :849, 1970.
- [28] K. Mursala and F. Scheck. Analysis of Leptonic Charged Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, B253 :189, 1985.
- [29] L. Pages et al. Pertes d'énergie, parcours et rendement de freinage pour les électrones de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques. Technical Report CEA-R-3942, Commissariat à l'énergie atomique, C.E.N-Saclay B.P. n2, 91-GIF-sur-YVETTE-France, 1970.
- [30] A. Possoz et al. Macroscopic Polarization Signals with Stopped Muons. *Phys.Lett.*, B87 :35, 1979.
- [31] Passage of particles through matter. *Physical Review D*, 54(1) :134, July 1996.
- [32] F. Scheck. *Lepton, Hadron an Nuclei*. North-Holland, Amsterdam, 1983.

- [33] R.A. Swanson. Depolarization of Positive Muons in Condensed Matter. *Physical Review*, 112 :580, 1958.
- [34] E. Thomas. *Recherche de courants droitiers par une mesure de polarisation des positrons émis par les noyaux ^{12}N polarisés*. PhD thesis, Université catholique de Louvain, 1997. Le chapitre 2 de cette thèse présente la technique et cite les différentes références qui ont contribué à son développement.