



Université catholique de Louvain
Faculté des Sciences

L'effet hyperfin
dans la capture exclusive de muons par le ^{11}B
et le couplage pseudoscalaire induit

Dissertation présentée par
Vincent Wiaux
en vue de l'obtention du grade de Docteur en Sciences

1999

Remerciements...

Au moment de conclure ces six années de recherche, il me plaît de remercier ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude au Professeur Jan Govaerts, promoteur de cette thèse, ainsi qu'aux Professeurs Jules Deutsch et René Prieels. J'ai pu apprécier la qualité et la complémentarité des échanges que j'ai eus avec chacun d'eux. Ils m'ont offert, au sein du groupe "Symétries et interactions fondamentales", l'opportunité d'une formation diversifiée.

I am grateful to the collaboration team. I highly appreciated the work and discussions with Doctor Viatcheslav Egorov, Doctor Victor Brudanin, and the other members of the Russian group. I always received from Doctor Claude Petitjean the help that I needed, many thanks !

I remain indebted to Doctor Volodya Kuz'min and Doctor Toshio Suzuki, not only for their contribution to the theoretical interpretation of the experimental results, but also for the useful discussions we had. I thank the Doctor Alexei Barabanov for his remarks and his interest in this experiment; I remember his very kind hospitality in Moscow after the NANP'97 conference.

Que le Professeur Laszlo Grenacs soit remercié pour les intéressantes discussions que nous avons tenues.

Mon chemin a croisé de nombreuses personnes envers qui je suis reconnaissant pour de multiples raisons. A l'occasion de mon mémoire, l'enthousiasme communicatif du Docteur Vincent Lemaitre n'a fait qu'accroître mon intérêt pour la recherche. Les nombreux conseils avisés du Docteur Carine Michotte en matière de détecteurs germanium m'ont été d'une grande aide. J'ai également apprécié l'aide de Monsieur Paul Duhamel en cette matière, ainsi que le soutien informatique du Docteur Alain Ninane pour l'acquisition des données de notre expérience. Mon dispositif expérimental, si dépouillé soit-il, n'aurait pas vu le jour sans le concours des gens de l'atelier de mécanique. Enfin, il y a tous ceux qui font ou ont fait mon quotidien au sein de l'Institut de Physique Nucléaire et du Département de Physique. En citer certains serait en oublier d'autres... Alors, simplement, je les remercie tous pour le plaisir que j'ai eu à les côtoyer.

A Anne Scieur, mille mercis pour sa lecture minutieuse du manuscrit dont elle a eu la primeur... J'espère avoir pu partager avec elle un peu de la poésie du monde des muons et de leurs interactions. Mille autres mercis pour les coups de pouce et tant d'autres choses qui ont participé à l'environnement favorable à la concrétisation de mon travail.

Je ne saurais oublier mes parents et ma famille qui ont toujours favorisé la réalisation de mes aspirations, et m'ont ainsi permis de vivre dans le sens de mes passions. Merci !

Table des matières

Introduction	3
1 Le couplage pseudoscalaire et sa mesure	7
1.1 Facteurs de forme électrofaibles du nucléon	7
1.1.1 Capture nucléaire du muon par le proton	7
1.1.2 Couplages faibles dans le nucléon	9
1.2 g_P dans le milieu hadronique	13
1.2.1 OMC : $\mu^- + \frac{A}{Z}N \rightarrow \frac{A}{Z-1}N + \nu_\mu$	13
1.2.2 RMC : $\mu^- + \frac{A}{Z}N \rightarrow \frac{A}{Z-1}N + \nu_\mu + \gamma$	15
1.2.3 Conclusion	17
1.3 Des taux de capture partiels dans le ^{11}B à g_P/g_A	17
1.3.1 Capture de muons dans le ^{11}B	17
1.3.2 Effet hyperfin et conversion hyperfine	19
1.3.3 Observable sensible à λ^+/λ^-	22
1.3.4 Valeurs expérimentales de λ^+/λ^- , R , $\Delta\lambda$, λ_D^-	23
2 Dispositif expérimental	25
2.1 Dispositif	25
2.2 Electronique et acquisition des données	28
2.2.1 Mesure d'un spectre temporel	28
2.2.2 Signaux	31
2.2.3 Arrêt d'un muon dans la cible : $(1_H^{upd} \cdot 2 \cdot \bar{3})$	33
2.2.4 Signaux du germanium dans la fenêtre de mesure : $\mu\gamma$	34
2.2.5 Sources de bruit de fond	35
2.2.6 Electrons dans la fenêtre de mesure : μe_{45}	35
2.2.7 Cycle de mesure	36
2.2.8 Echelles	36

3	Analyse	39
3.1	Données et méthode	39
3.2	Fonction de réponse temporelle γ	41
3.2.1	Mesures	41
3.2.2	Réponse temporelle à 296.4 keV et 372.5 keV	42
3.2.3	Réponse temporelle en fonction de l'énergie	43
3.3	Bruit de fond des rayons γ	44
3.3.1	Description bidimensionnelle du bruit de fond	44
3.3.2	Événements parasites et registre d'entrée	48
3.4	Bruit de fond des électrons	51
3.4.1	Méthode	51
3.4.2	Sources de bruit de fond et rayons x : $N_{El}^{\gamma, K_i, dét}$	52
3.4.3	Efficiences : ε_{K_i}	53
3.4.4	Empilement : $P_{El}^{pile-up}$	63
3.4.5	Contributions au spectre électronique : $\Pi_{El}^{e^-}$	65
3.5	Récapitulatif de la théorie	70
3.6	Ajustement et résultats	72
3.6.1	Méthode d'ajustement	72
3.6.2	Résultats de l'ajustement	74
3.6.3	Erreurs statistiques et systématiques	77
3.6.4	Corrélations	80
3.7	De l'utilité du spectre des électrons	83
4	Discussion	87
4.1	Discussion des résultats expérimentaux	87
4.2	De λ^+/λ^- à g_P/g_A via les modèles nucléaires	89
4.2.1	Relation et sensibilité aux modèles	89
4.2.2	Effet du halo de neutron dans le ^{11}Be	95
4.2.3	Interprétation de la valeur expérimentale de λ^+/λ^-	97
	Conclusions	99
A	Produits de la capture nucléaire	103
B	Corrélations des paramètres de l'ajustement	105
C	Résultats de l'ajustement	107

Introduction

L'étude des symétries de l'interaction électrofaible dans les noyaux : tel est le cadre général dans lequel s'inscrit l'expérience que nous rapportons dans ce travail. Abordées dès la fin des années '60, les questions liées aux couplages électrofaibles des nucléons ont récemment bénéficié d'un regain d'intérêt grâce aux possibilités offertes, d'une part, par des techniques expérimentales plus performantes, et d'autre part, par la disponibilité de faisceaux intenses de muons dans le monde. Notre étude concerne plus spécifiquement le couplage pseudoscalaire induit du nucléon et l'influence sur ce même couplage du milieu nucléaire dans lequel ce nucléon est plongé.

Les résultats d'expériences de capture radiative de muons fournissent des indices d'une dépendance importante du couplage pseudoscalaire à la masse nucléaire. Cette interprétation des mesures est cependant controversée et n'est pas confirmée par les résultats d'expériences de capture ordinaire de muons. Le processus semi-leptonique de capture du muon permet de sonder le nucléon, à des moments transférés $|q^2| \sim m_\mu^2$. Alors que la partie leptonique de cette interaction est décrite précisément dans le cadre du modèle standard des interactions électrofaibles, la partie hadronique renferme les secrets de la structure faible du nucléon. Dans l'hypothèse où l'échange d'un pion, particule pseudoscalaire, génère le terme pseudoscalaire de la partie axiale du courant hadronique, ce terme est susceptible d'être modifié par le milieu nucléaire. Nous rapportons ici la mesure du couplage pseudoscalaire induit dans un noyau léger, le ^{11}B .

Nous utilisons la capture ordinaire de muons par le ^{11}B vers l'unique état excité du $^{11}\text{Be}^*$: $\mu^- + ^{11}\text{B}(3/2^-) \rightarrow ^{11}\text{Be}^*(1/2^-, 320 \text{ keV}) + \nu_\mu$. L'émission immédiate du rayon γ de 320 keV par le ^{11}Be en constitue la signature. Le muon ayant cascadié vers l'état fondamental de l'atome exotique $\mu^{11}\text{B}$, la capture nucléaire a lieu à partir de l'un des deux états hyperfins correspondants. La sensibilité du taux de capture exclusif au spin du niveau hyperfin, appelée "effet hyperfin", est la source de la dépendance du rapport des taux de capture hyperfins exclusifs, λ^+/λ^- , au rapport des couplages pseudoscalaire et axial, g_P/g_A . L'idée qui présida à la genèse de cette expérience fut d'exploiter la sensibilité de l'évolution temporelle du taux d'apparition des rayons γ de 320 keV au rapport λ^+/λ^- , et donc à g_P/g_A . Cette sensibilité est une conséquence directe de l'existence d'un taux de transition important entre les niveaux hyperfins supérieur et inférieur. Une première version de cette expérience, réalisée en 1968, confirma l'existence de cette conversion hyperfine dans le ^{11}B . Toutefois, le rapport des taux de capture hyperfins exclusifs ne fut alors contraint que par une limite assez pauvre. Les faisceaux de muons actuels, ainsi que les techniques d'analyse à notre disposition, nous permettent d'atteindre une précision de loin supérieure.

L'expérience que nous rapportons ici est le fruit d'une collaboration entre des équipes

belge (UCL, Louvain-la-Neuve), russe (JINR, Dubna), suisses (PSI, Villigen; Universität Zürich, Zürich), et enfin tchèque (INP, Řež). C'est en automne 1992 qu'une première campagne de mesures fut menée auprès du faisceau de muons de l'Institut Paul Scherrer (PSI), en Suisse. Il s'agissait alors de déterminer les conditions de la faisabilité de l'expérience. Une seconde semaine de tests fut allouée en juillet 1993. Ceux-ci permirent l'optimisation du dispositif expérimental et du circuit d'électronique logique, dans le but d'atteindre un signal suffisamment important par rapport au bruit de fond. La phase de développement étant terminée, trois semaines de l'été 1994 furent consacrées à l'accumulation de la statistique nécessaire. La cible utilisée à ce moment était une poudre de ^{11}B enrichi. Dans les données correspondant à celle-ci, une composante de court temps de vie fut observée à 320 keV, la même énergie que la signature de la capture des muons par le ^{11}B . Ce signal parasite, rendant ces données inutilisables, fut imputé à la capture de muons par une impureté de la cible. L'observation de nombreux rayons x muoniques confirma alors le manque de pureté chimique de la poudre utilisée. Cela nous a amené à répéter la mesure avec une cible de bore naturel choisie pour sa pureté nettement supérieure, malgré la présence de 20% de ^{10}B qui complique l'analyse du spectre des électrons de désintégration des muons. Cette cible de ^{nat}B fut utilisée lors de la campagne de mesures suivante, en juillet 1995. Nous discutons dans ce travail l'analyse des données accumulées durant ce dernier séjour au PSI. Nous évoquons les points essentiels des motivations et principes de l'expérience, ainsi que les étapes principales de l'analyse, dans la référence [Wia98].

Dans le **chapitre 2**, nous décrivons le dispositif expérimental et le circuit d'électronique logique. D'un point de vue instrumental, l'élégance de cette expérience réside également dans sa simplicité : une cible de poudre de bore, cinq plastiques scintillants couplés à des photomultiplicateurs, et un détecteur germanium hyperpur. Par contre, le circuit d'électronique logique présente une certaine complexité. La mesure de distributions temporelles n'est en effet pas chose facile. Le circuit logique doit être conçu de façon à ne pas introduire de structure artificielle. Il doit en outre permettre l'élimination de différentes sources de bruit de fond, soit en ligne, soit par l'étiquetage des différents types d'événements qui seront ensuite triés par un logiciel.

L'analyse présentée dans le **chapitre 3** a pour but d'isoler et d'étudier la forme de deux distributions temporelles. La première est celle des rayons γ de 320 keV, subséquents à la capture de muons par le ^{11}B . Ce signal s'ajoute à un bruit de fond, associé à l'arrêt des muons dans la cible, dont les évolutions en énergie et en temps sont évaluées de part et d'autre du pic à 320 keV. Nous déterminons la fonction de réponse temporelle des détecteurs et de l'électronique par une mesure annexe de la distribution temporelle des rayons x du Mg à des énergies proches de 320 keV. La seconde distribution à étudier est celle des électrons de désintégration des muons se trouvant sur une orbite atomique du ^{11}B . L'évaluation de son bruit de fond consiste en la mesure des contributions à ce spectre par les muons capturés atomiquement dans différentes impuretés persistantes de la cible. Il s'agit d'en déterminer l'importance relative et l'évolution temporelle. Cela nécessite une identification des rayons x muoniques caractéristiques de chacune de ces impuretés. Dans ce cadre, nous présentons une étude de l'efficacité de détection des rayons x par le détecteur germanium. C'est en fin de chapitre que nous démontrons l'utilité de la mesure du spectre temporel des électrons. L'aboutissement de cette analyse est donc l'ajustement simultané de la description théorique à la distribution bidimensionnelle énergie-temps des rayons γ , et à la distribution temporelle des électrons. Cet ajustement converge vers

les valeurs optimales des paramètres suivants : le rapport des taux de capture hyperfins exclusifs (λ^+/λ^-), le taux de conversion hyperfine (R), le taux de disparition des muons depuis le niveau hyperfin inférieur (λ_D^-), et enfin, l'effet hyperfin sur les taux de capture inclusifs ($\Delta\lambda$).

Nous comparons, dans le **chapitre 4**, les valeurs obtenues pour ces paramètres aux autres données expérimentales existantes. Par ailleurs, l'interprétation du rapport des taux de capture hyperfins exclusifs (λ^+/λ^-) en terme d'une valeur correspondante du rapport des couplages pseudoscalaire et axial (g_P/g_A) nécessite l'utilisation de modèles nucléaires. Dans ce quatrième chapitre, nous rapportons les points essentiels du calcul établissant la relation entre ces deux paramètres, la discussion de la faible dépendance de cette relation au modèle nucléaire en couche utilisé, et enfin sa faible sensibilité à la présence d'un neutron en halo dans les deux états liés du ^{11}Be .

Une brève **conclusion** met en exergue les contributions originales de ce travail, tant du point de vue de l'étude du couplage pseudoscalaire dans le nucléon plongé dans le milieu hadronique, que du point de vue de l'étude des taux hyperfins de transition et de capture. Nous rappelons également certains résultats techniques originaux, obtenus dans le cadre de ce travail.

Dans le début de cette introduction, nous avons abordé de façon très sommaire les motivations et les principes de notre expérience. Ces points méritent une discussion détaillée à laquelle nous consacrons notre **premier chapitre**.

Chapitre 1

Le couplage pseudoscalaire et sa mesure

L'influence du milieu hadronique sur le couplage pseudoscalaire fait l'objet d'un large débat où se confrontent arguments théoriques et résultats expérimentaux. Ce chapitre a pour objectif de placer notre expérience dans son contexte et d'en préciser les principes physiques. Après une définition des différents facteurs de forme du nucléon pour des courants chargés électrofaibles, nous brosons le tableau de l'état actuel des connaissances expérimentales concernant le couplage pseudoscalaire induit en particulier. L'interprétation de ces résultats soulève diverses questions dans lesquelles l'expérience que nous présentons trouve sa motivation. Les principes physiques de cette expérience sont l'aboutissement d'un cheminement dans la connaissance et la compréhension du rôle joué par l'effet atomique hyperfin dans la capture nucléaire des muons. Nous nous attardons sur l'évolution de ces idées, prenant le parti d'une présentation plus historique permettant au lecteur d'acquérir une intuition et une vision nuancée des différents aspects de la physique du problème.

1.1 Facteurs de forme électrofaibles du nucléon

1.1.1 Capture nucléaire du muon par le proton

Le processus semi-leptonique de capture des muons est envisagé comme sonde de la structure faible du nucléon dans un noyau. Une revue intéressante des “courants et leurs couplages dans le secteur faible du Modèle Standard” est présentée dans la référence [Tow95]. La référence [Gre85] aborde plus spécifiquement une discussion des courants induits. Ces sujets sont également développés dans la référence [Muk77].

Dans le cadre du Modèle Standard des interactions électrofaibles, le processus semi-leptonique élémentaire est la capture du muon sur un quark up,

$$\mu^- + u \rightarrow \nu_\mu + d . \tag{1.1}$$

L'hamiltonien effectif décrivant cette réaction de type courant chargé est

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} J_l^{\mu\dagger} J_\mu^h + h.c. , \quad (1.2)$$

avec

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} , \quad J_l^\mu = \bar{\psi}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu , \quad J_h^\mu = \bar{\psi}_d \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_u , \quad (1.3)$$

où G_F est le couplage de Fermi; J_l^μ et J_h^μ sont respectivement les courants électrofaibles chargés leptonique et hadronique de type V-A; $\psi_\mu, \psi_\nu, \psi_d, \psi_u$ sont les champs spineurs de Dirac décrivant les fermions μ^-, ν_μ, u , et d ; γ^μ et γ^5 sont les matrices de Dirac; $V_{ud} = 0.9745 \dots 0.9760$ [PDG98] est l'élément de matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (mélange des saveurs des quarks up et down).

Le nucléon étant constitué de trois quarks interagissant fortement, la capture du muon par le proton est un processus plus complexe,

$$\mu^- + p \rightarrow \nu_\mu + n . \quad (1.4)$$

L'approche consistant à décomposer ce processus en une combinaison de processus élémentaires dans le cadre du modèle des quarks mène à des prédictions de précision insuffisante. Cela motive l'approche plus phénoménologique consistant à décrire la réaction par un hamiltonien tout à fait général faisant intervenir les champs des nucléons, et dont les différents termes sont contraints par des arguments de symétrie et par des observables expérimentales. L'interaction forte au sein du nucléon est responsable de l'apparition dans l'expression du courant hadronique d'une dépendance au quadri-moment transféré $q^\mu = p_n^\mu - p_p^\mu$, où p_p^μ et p_n^μ sont respectivement les quadri-moments du proton entrant et du neutron sortant. La forme générale d'un courant hadronique de type V-A est un vecteur de Lorentz construit à partir des vecteurs à notre disposition, à savoir le moment q^μ , et les matrices de spin γ^μ :

$$J_h^\mu = V_h^\mu - A_h^\mu , \quad (1.5)$$

$$V_h^\mu = \bar{\psi}_n \left[g_V(q^2) \gamma^\mu + i \frac{g_M(q^2)}{2M} \sigma^{\mu\nu} q_\nu + \frac{g_S(q^2)}{2M} q^\mu \right] \psi_p , \quad (1.6)$$

$$A_h^\mu = \bar{\psi}_n \left[g_A(q^2) \gamma^\mu \gamma^5 + i \frac{g_T(q^2)}{2M} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \gamma^5 + \frac{g_P(q^2)}{m_\mu} q^\mu \gamma^5 \right] \psi_p , \quad (1.7)$$

où M et m_μ sont respectivement la masse (moyenne) du nucléon et celle du muon; ψ_p et ψ_n sont les champs spineurs de Dirac dans l'espace des impulsions décrivant respectivement le proton et le neutron. Les facteurs de forme g_V (vecteur), g_M (magnétisme faible), g_S (scalaire induit), g_A (axial), g_T (tenseur induit), g_P (pseudoscalaire induit), sont des fonctions *a priori* arbitraires du scalaire q^2 . Le terme "induit" souligne que l'origine de ces termes est dans l'extension spatiale du nucléon, celui-ci étant en réalité un état lié de trois quarks élémentaires. Ces facteurs de forme décrivent donc de manière phénoménologique le couplage du nucléon aux courants chargés électrofaibles, tandis que leur dépendance en q^2 caractérise la distribution de la matière électrofaible au sein du nucléon.

1.1.2 Couplages faibles dans le nucléon

Imposer que les courants soient hermitiens et invariants sous l'inversion du temps T implique que les facteurs de forme définis ci-dessus sont des fonctions réelles de q^2 ,

$$\Im m(g_i) = 0 \quad \text{avec } i = V, M, S, A, T, P . \quad (1.8)$$

L'hypothèse de CVC ("Conserved Vector Current") est l'appartenance à un même triplet d'isospin de la partie vectorielle des courants faibles chargés et de la partie isovecteur du courant électromagnétique. CVC suppose la conservation de ces trois courants. Dans la limite de la symétrie d'isospin ($M_p = M_n = M$; $m_u = m_d = m$) et sous l'hypothèse de CVC, le facteur de forme scalaire est identiquement nul, pour une fonction $g_S(q^2)$ continue,

$$g_S(q^2) = 0 . \quad (1.9)$$

En effet, pour des nucléons dégénérés en masse et sur leur couche de masse, il est immédiat de montrer que

$$q_\mu V_h^\mu = q^2 \frac{g_S(q^2)}{2M} \bar{\psi}_n \psi_p . \quad (1.10)$$

Par conséquent, l'hypothèse de conservation du courant vectoriel, $\partial_\mu V_h^\mu = 0$ ou $q_\mu V_h^\mu = 0$, nécessite $g_S(q^2) = 0$.

Les facteurs de forme faibles vectoriel et magnétique sont donc reliés par CVC aux facteurs de forme électromagnétiques des nucléons, mesurés par diffusion électron-nucléon jusque de larges valeurs des moments transférés [Muk77] :

$$g_V(0) = 1 \quad , \quad g_V(q_0^2) = 0.978 , \quad (1.11)$$

$$g_M(0) = 3.706 \mu_N \quad , \quad g_M(q_0^2) = 3.591 \mu_N , \quad (1.12)$$

où $q_0^2 = -0.88 m_\mu^2$ est le quadri-moment transféré dans une capture ordinaire de muon sur le proton; et μ_N est le magnéton nucléaire.

Un premier test de CVC consiste en la vérification de la constance de la valeur de $g_V(0)$ dans différents noyaux. Cela a été confirmé expérimentalement par l'étude de transitions β super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) dans différents noyaux [Har90, Tow95].

Un second test ("Strong test") est la comparaison du facteur de forme faible magnétique, déterminé dans les transitions β miroirs ($J^\pi, T = 1^+, 1$) $^{12}B \rightarrow ^{12}C + e^- + \bar{\nu}_e$ et $^{12}N \rightarrow ^{12}C + e^+ + \nu_e$, avec le facteur de forme magnétique isovecteur, déterminé dans la transition γ analogue $^{12}C^*(1^+, 1) \rightarrow ^{12}C(0^+, 0)$. Les résultats expérimentaux [Lee63, Gre85, Tow95] présentent un bon accord avec les prédictions de CVC.

Les différents courants sont également classés selon leur transformation sous la G-parité. Cet opérateur est le produit d'une rotation de 180° dans l'espace d'isospin, et d'une conjugaison de charge : $G = C e^{i\pi T_2}$. Les courants vectoriels (V_μ) et axiaux (A_μ) obéissant aux lois de transformations suivantes,

$$G V_\mu G^{-1} = V_\mu , \quad G A_\mu G^{-1} = -A_\mu , \quad (1.13)$$

sont qualifiés de “première classe” : c’est le cas des courants associés aux couplages vectoriel, axial vecteur, pseudoscalaire induit, et du magnétisme faible. Les termes ayant les règles de transformation opposées sont dits de “seconde classe” : c’est le cas des courants associés aux couplages scalaire et tenseur induits. L’invariance des courants sous la G-parité requiert donc l’absence de courants de seconde classe :

$$g_S(q^2) = 0 \ , \ g_T(q^2) = 0 \ . \quad (1.14)$$

Les courants de seconde classe apparaissant avec la brisure de la symétrie d’isospin sont *a priori* de l’ordre de la différence des masses des quarks normalisée à la masse moyenne des nucléons, $((m_u - m_d)/M)$, comme le laissent apparaître les calculs de la référence [Shi96] : $|g_T/g_A| \sim 0.02$. Les résultats expérimentaux sont systématiquement compatibles, dans leur barre d’erreur, avec l’absence de courants de seconde classe [Gre85]. Une mesure récente [Min98] de la distribution angulaire de rayons β dans le système 12 a mené à un résultat compatible avec l’absence du tenseur induit : $2Mg_T/g_A = +0.22 \pm 0.05$ (*stat*) ± 0.15 (*syst*) ± 0.05 (*théor*). La mesure de taux de capture de muons par l’hydrogène a permis de déduire : $g_S(q_0^2) = -0.5 \pm 2.4$ avec $g_T = 0$ [Hol84]. Les résultats d’une expérience récente de capture de muons sur ${}^3\text{He}$ permettent de déterminer les facteurs de forme effectifs du noyau : $F_S = -0.062 \pm [1.18 - 2.02]$, $F_T = 0.075 \pm [1.43 - 2.45]$ [Gov98]. Nous constatons qu’ils sont également compatibles avec l’absence de courants de seconde classe.

Dans la limite des quarks de masse nulle, le lagrangien de l’interaction forte est invariant sous la symétrie chirale de saveur $SU(2)_L \times SU(2)_R$. La brisure spontanée de cette symétrie fait alors apparaître les pions comme bosons de Goldstone de masse nulle. Sous une telle symétrie, le courant axial est conservé au même titre que le courant vectoriel. Cependant ni les quarks ni les pions ne sont de masse exactement nulle. Le courant axial ne peut donc être conservé, et l’écart à une divergence nulle du courant axial est de l’ordre de la masse du pion ($\sim m_\pi^2 \sim (m_u + m_d)$). Toutefois, la masse du pion restant faible à l’échelle hadronique ($m_\pi^2/m_p^2 \simeq 2 \cdot 10^{-2}$), on parlera de courant axial *partiellement* conservé (PCAC, “Partially Conserved Axial Current”) :

$$\lim_{m_\pi \rightarrow 0} \partial_\mu A_h^\mu = 0 \ . \quad (1.15)$$

Une hypothèse supplémentaire est de supposer la dominance du champ du pion dans la divergence du courant axial ($\partial_\mu A_h^\mu$, opérateur pseudoscalaire) à faible moment transféré $|q^2| \lesssim m_\pi^2$:

$$\langle n | \partial_\mu A_h^\mu | p \rangle = \sqrt{2} f_\pi m_\pi^2 \langle n | \Phi_{\pi^-} | p \rangle \ , \quad (1.16)$$

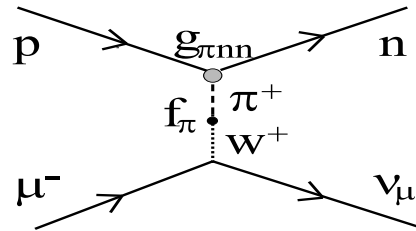


Figure 1.1: Dominance du pion dans la partie pseudoscalaire du courant faible chargé.

où f_π et m_π sont la constante de désintégration et la masse du pion. Cela revient à décrire la partie pseudoscalaire du processus de capture du muon par le diagramme d'échange d'un pion représenté à la figure 1.1. Développant l'équation (1.16), nous déduisons

$$g_A(q^2)2M + \frac{g_P(q^2)}{m_\mu}q^2 = \sqrt{2}f_\pi(q^2)m_\pi^2 \frac{g_{\pi NN}(q^2)}{m_\pi^2 - q^2}, \quad (1.17)$$

où $g_{\pi NN}$ est le couplage pion-nucléon. A $q^2 = 0$, nous obtenons la relation de Goldberger-Treiman reliant le couplage fort ($g_{\pi NN}(0) \simeq g_{\pi NN}(m_\pi^2) = 13.4 \pm 0.1$ [Eri88]) au couplage faible ($f_\pi(0) \simeq f_\pi(m_\pi^2) = 130.7 \pm 0.1 \pm 0.36$ MeV [PDG98]),

$$g_A^{PCAC}(0) = \frac{f_\pi(0)g_{\pi NN}(0)}{\sqrt{2}M} = 1.32. \quad (1.18)$$

Cette prédiction de PCAC s'écarte de 5% de la valeur expérimentale [PDG98],

$$g_A(0) = 1.2670 \pm 0.0035, \quad (1.19)$$

obtenue par l'étude de la désintégration β du neutron. Le dépendance du couplage axial g_A en q^2 est déterminée par des expériences d'électroproduction de pions [Cho93] ou de diffusion neutrino-nucléon [Ahr88] :

$$g_A(q^2) = \frac{g_A(0)}{(1 - \frac{q^2}{M_A^2})^2} \text{ avec } M_A = 1.15 \pm 0.27 \text{ GeV}/c^2. \quad (1.20)$$

Le facteur de forme pseudoscalaire induit est le moins bien connu des facteurs de forme faibles. Il est essentiellement étudié dans le processus de capture ordinaire de muons ("OMC"), dont le quadri-moment transféré, supérieur à celui de la désintégration β ($q^2 \simeq 0$), est la source d'une sensibilité aux termes induits. Par convention, sa valeur au moment transféré de la OMC ($q_0^2 = -0.88 m_\mu^2$) est appelée *couplage pseudoscalaire*, $g_P = g_P(q_0^2)$, dans la normalisation à la masse m_μ du muon telle que spécifiée en (1.7).

Sous l'hypothèse de la faible dépendance en q^2 de f_π et $g_{\pi NN}$, entre 0 et m_π^2 , nous déduisons des équations (1.17) et (1.18) la dépendance de g_P en q^2 ,

$$g_P(q^2) = g_A(0) \frac{2Mm_\mu}{q^2 - m_\pi^2}. \quad (1.21)$$

En $q^2 = q_0^2$, l'équation (1.21) se réécrit :

$$\left(\frac{g_P}{g_A}\right)^{PCAC} = \frac{g_P(q_0^2)}{g_A(0)} = 6.8. \quad (1.22)$$

D'où, en utilisant la valeur expérimentale de $g_A(0)$ (voir l'égalité (1.19)), nous déduisons la valeur du couplage pseudoscalaire telle que prédite par PCAC, sans autre correction due à la brisure explicite d'isospin ($m_u \neq m_d$, $Q_u \neq Q_d$) :

$$g_P(q_0^2) = 8.6. \quad (1.23)$$

Une formulation moderne [Ber98, Fea97] envisage les processus de capture ordinaire et radiative des muons par le biais de la brisure des symétries chirales de saveur de QCD

(“Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory”). Dans la référence [Ber98], V. Bernard *et al.* rapportent les résultats récents obtenus pour le couplage pseudoscalaire:

$$g_P(q_0^2) = 8.23 \dots 8.46 , \quad (1.24)$$

où l’erreur de l’ordre de 3% provient essentiellement de l’incertitude sur le couplage fort $g_{\pi NN}$. Utilisant à nouveau le résultat expérimental (1.19), nous déduisons

$$\frac{g_P(q_0^2)}{g_A(0)} = 6.50 \dots 6.68 . \quad (1.25)$$

La précision avancée pour les prédictions théoriques ($\sim 3\%$) est de loin supérieure à la précision des résultats expérimentaux rapportés dans le tableau 1.1. La moyenne mondiale des mesures de g_P/g_A par OMC est

$$(g_P/g_A)^{OMC} = 7.7 \pm 1.4 (\sim 20\%) . \quad (1.26)$$

Ce résultat, en accord avec PCAC et l’hypothèse de dominance du champ du pion, est dominé par le résultat le plus récent en OMC publié par G. Bardin *et al.* [Bar81] et présentant la précision la plus grande, $g_P/g_A = 5.6 \pm 2.4 (\sim 43\%)$.

Une expérience d’électroproduction de pion sur le proton [Cho93], $e^- + p \rightarrow e^- + n + \pi^+$, a permis la mesure de g_P pour trois valeurs différentes de q^2 ($q^2 = -0.073, -0.139, -0.179 \text{ GeV}^2/c^2$) loin du point de OMC ($q_0^2 = -0.01 \text{ GeV}^2/c^2$). Les résultats présentés dans la figure I de la référence [Cho93] sont en accord avec la dépendance de g_P en q^2 établie sous l’hypothèse de la dominance du champ du pion (voir équation (1.21)), et vérifiée explicitement pour la première fois dans cette expérience.

Tableau 1.1: Valeurs de g_P déduites des résultats expérimentaux pour la capture de muons sur l’hydrogène, supposant le taux de transition entre les états ortho- et para-moléculaires de $p\mu p$: $\lambda_{OP} = 4.1 \pm 1.4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ [Bar81]. La valeur du couplage axial utilisée est $g_A(0) = 1.267$. Nous précisons la valeur de g_P/g_A prédite dans le cadre de PCAC et de l’hypothèse de dominance du champ du pion.

	référence	cible ^2H	g_P	g_P/g_A
OMC	Bertolini [Ber62]	chambre à bulles	15.5 ± 5.1	12.2 ± 4.0
	Bleser [Ble62]	liquide	6.0 ± 8.0	4.7 ± 6.3
	Doede [Doe63]	chambre à bulles	17.7 ± 8.9	14.0 ± 7.0
	Rothberg [Rot63]	liquide	11.0 ± 4.3	8.7 ± 3.4
	Alberigi [Alb69]	gaz	10.3 ± 3.9	8.1 ± 3.1
	Bystritsky [Bys74]	gaz	7.9 ± 5.9	6.2 ± 4.7
	Bardin [Bar81]	liquide	7.1 ± 3.0	5.6 ± 2.4
	Moyenne		9.8 ± 1.8	7.7 ± 1.4
RMC	Jonkmans [Jon96]	liquide	12.4 ± 0.9	$9.8 \pm 0.7 \pm 0.3$
PCAC et dominance du champ du pion			8.6	6.8

Enfin, la première mesure de g_P par capture radiative de muons (“RMC”), $\mu^- + p \rightarrow \nu_\mu n \gamma$, a été récemment réalisée auprès du faisceau de muons de TRIUMF [Jon96, Wri98]. Les avantages de la RMC seront discutés dans le paragraphe 1.2.2. Le résultat de cette expérience, $g_P/g_A = 9.8 \pm 0.7 \pm 0.3$, s’écarte de 4σ de la prédiction de PCAC : $(g_P/g_A)^{RMC} \simeq 1.5 \cdot (g_P/g_A)^{PCAC}$. Les auteurs font cependant remarquer que cette valeur est en accord avec tous les résultats de OMC à l’exception de celui de G. Bardin [Bar81], lequel est la mesure par OMC la plus précise (voir tableau 1.1). La moyenne mondiale, incluant les résultats de OMC et RMC, devient $g_P/g_A = 9.4 \pm 0.6$. Le désaccord révélé entre le résultat de RMC et la prédiction de PCAC est incompris. De surcroît, la théorie utilisée pour l’interprétation du taux de capture radiative mesuré en terme de g_P reste le sujet de controverses [Che98a, Che98b, Fea98, Sme98].

1.2 g_P dans le milieu hadronique

La description de l’interaction avec un nucléon plongé dans le milieu nucléaire fait habituellement appel à l’approximation d’impulsion. Les couplages axial et pseudoscalaire, g_A et g_P , sont alors remplacés par des couplages effectifs, \tilde{g}_A et \tilde{g}_P . En effet, la partie axiale des courants faibles étant décrite par l’échange de pions (PCAC), on s’attend à ce que la propagation de ces derniers soit affectée par le milieu hadronique, c’est-à-dire à ce que l’interaction nucléon-nucléon interfère avec l’interaction muon-nucléon. Cet effet implique une modification de la valeur des couplages effectifs et du propagateur du pion. Différentes pistes théoriques ont été envisagées pour quantifier la “renormalisation” des couplages faibles dans un milieu nucléaire infini dans un premier temps, dans les différents noyaux ensuite [Eri73, Del76, Tow83, Rho84, Del94]. Ces travaux prédisent une réduction importante du couplage pseudoscalaire avec le nombre de masse nucléaire A , cette dépendance pouvant toutefois être, dans les résultats de capture ordinaire de muons, plus douce que dans les résultats de capture radiative [Kir94].

La question de l’importance de la dépendance de ces couplages au choix du noyau dans lequel ils sont mesurés fait l’objet d’une large polémique où se confrontent les résultats d’expériences de capture de muons ordinaire (“OMC”) et radiative (“RMC”), ainsi que les divers modèles utilisés pour prendre en compte la “réponse nucléaire”. Un tableau nuancé de l’état actuel du problème est brossé dans l’introduction d’une récente publication du groupe de TRIUMF [Gor98]. Dans ce paragraphe, nous résumerons les points essentiels de la situation expérimentale.

1.2.1 OMC : $\mu^- + \frac{A}{Z}N \rightarrow \frac{A}{Z-1}N + \nu_\mu$

En raison de la faible valeur du moment transféré, la contribution du terme pseudoscalaire est négligeable dans les processus semi-leptoniques tels que la désintégration β ou la capture d’électrons (contribution $\propto g_P m_e / (2M)$ [Tow95]). Ces processus sont donc principalement sensibles à g_V et g_A . Par contre, dans la capture de muons, l’importance du moment transféré est à la source de la sensibilité au terme pseudoscalaire induit (contribution $\propto g_P m_\mu / (2M)$ [Tow95]). Le processus semi-leptonique de capture de muons est donc exploité comme sonde de \tilde{g}_P dans la matière nucléaire.

Tableau 1.2: Valeurs expérimentales de \tilde{g}_P/\tilde{g}_A déduites d'expériences de OMC à l'aide de différents modèles nucléaires et d'autres informations expérimentales. Les observables mesurées pour les différents noyaux sont commentées dans le paragraphe 1.2.1. Ces résultats doivent être comparés à la valeur théorique $(g_P/g_A)^{PCAC} = 6.8$.

noyau	observable	référence expérimentale	autre donnée expérimentale	référence théorique	g_P/g_A
${}^3\text{He}$	λ_μ^C	[Ack98]		[Con96]	6.73 ± 1.22
${}^{12}\text{C}$	$\lambda_C({}^{12}\text{B}_{gs})$	[Mil72]		[Hol76]	6.7 ± 2.0
	P_{av}	[Pos74]	$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Mil72]	[Dev72]	12 ± 5
		[Pos77]	$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Mil72]	[Hol76]	11.9 ± 3.2
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Mai64]	[Fol65]	7.1 ± 2.7
			—	[Par81]	13.6 ± 2.1
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Gif81]	[Fuk83]	$9.5_{-2.6}^{+2.3}$
		[Kun86]	$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Roe81b]	[Fuk83]	$10.3_{-2.3}^{+2.1}$
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Gif81]	[Fuk83]	$9.2_{-2.9}^{+2.6}$
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Roe81b]	[Fuk83]	$10.1_{-2.6}^{+2.4}$
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Gif81]	[Fuk87]	$9.7_{-3.0}^{+2.5}$
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Roe81b]	[Fuk87]	$10.6_{-2.7}^{+2.3}$
	P_{av}/P_L	[Roe81a]	$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Kob78]	[Muk80]	9.0 ± 1.7
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Gif81]	[Fuk87]	8.5 ± 1.9
		[Roe81b]	$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Roe81b]	[Fuk87]	9.5 ± 1.7
			$\lambda_C({}^{12}\text{B}^*)$ [Roe81b]	[Kob78]	9.4 ± 1.7
				[Cie81]	7.2 ± 1.7
				[Fuk83]	9.1 ± 1.8
${}^{16}\text{O}$	$\lambda_\mu^C({}^{16}\text{N}_{0-})$	[Kan73]	—	[Fuj68]	7.9 ± 1.4
		[Gui79, réf. cit.]	—	[Hax90]	8 ± 1
	$\lambda_\mu^C/\lambda_\beta^D$	[Pal75]	$\lambda_\mu^C({}^{16}\text{N}_{0-})$ [Ast64]	[Mak67]	11.8 ± 1.6
			$\lambda_\mu^C({}^{16}\text{N}_{0-})$ [Deu69]	[Mak67]	15 ± 1.2
		[Gag83]	$\lambda_\mu^C({}^{16}\text{N}_{0-})$ [Gui79]	[Tow82]	11 ± 2
		[Min83]	$\lambda_\mu^C({}^{16}\text{N}_{0-})$ [Gui79]	[Tow82]	> 12
		[Ham85]	$\lambda_\mu^C({}^{16}\text{N}_{0-})$ [Gui79]	[Tow82]	$\sim 11 - 12$
		[Tow86] revue	λ_μ^C [Gui79, réf. cit.] & λ_β^D [Pal75, Hea85] [Ham85]	[Tow82]	13 ± 1
				[Hax90]	14
${}^{23}\text{Na}$	λ^+/λ^-	[Joh96]	—	[Bro85]	6.5 ± 2.4
			—	[Bro66]	7.9 ± 2.2
${}^{28}\text{Si}$	$\gamma - \nu$	[Bru95]	—	[Cie76]	3.4 ± 1.0
		[Mof97]	—	[Jun95]	0.0 ± 3.2
			—	[Sii99]	4.2 ± 0.8
		[Bri99]	—	[Sii99]	0.0 ± 1.0

La détermination du rapport \tilde{g}_P/\tilde{g}_A par OMC nécessite d'isoler \tilde{g}_P dans le courant axial. Cela requiert en général la mesure de deux grandeurs complémentaires sur une même transition ou une information théorique supplémentaire si la grandeur mesurée est unique. Les différents résultats expérimentaux existants sont présentés dans le tableau 1.2. Nous explicitons ci-dessous les symboles des observables mesurées dans chacune des expériences :

- $\mu^- + {}^3\text{He}(\frac{1}{2}^+) \rightarrow {}^3\text{H}(\frac{1}{2}^+) + \nu_\mu$: λ_μ^C , taux inclusif de capture des muons.
- $\mu^- + {}^{12}\text{C}(0^+) \rightarrow {}^{12}\text{B}(1^+) + \nu_\mu$: P_{av} , polarisation moyenne du noyau de recul de spin \vec{J} dans la direction du spin du muon $\vec{\sigma}_\mu$ ($P_{av} \equiv \langle \vec{J} \cdot \vec{\sigma}_\mu \rangle / J$); P_L , polarisation longitudinale du noyau de recul le long de la direction de recul \vec{v} ($P_L \equiv \langle \vec{J} \cdot \vec{v} \rangle / J$); $R = P_{av}/P_L$, rapport éliminant la sensibilité à certaines erreurs systématiques expérimentales, mais surtout et contrairement aux autres expériences, sensible au signe de G_P .
- $\mu^- + {}^{16}\text{O}(0^+) \rightarrow {}^{16}\text{N}(0^-) + \nu_\mu$: λ_μ^C , taux de capture des muons vers le niveau fondamental de ${}^{16}\text{N}(0^-)$; λ_β^D , taux de désintégration de ${}^{16}\text{N}(0^-)$ vers le fondamental de ${}^{16}\text{O}(0^+)$.
- $\mu^- + {}^{23}\text{Na}(\frac{3}{2}^+) \rightarrow {}^{23}\text{Ne}(\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+) + \nu_\mu$: λ^+/λ^- , rapport des taux exclusifs de capture à partir des états hyperfins supérieur et inférieur de l'atome muonique $\mu^{23}\text{Na}$.
- $\mu^- + {}^{28}\text{Si}(0^+) \rightarrow {}^{28}\text{Al}(1^+) + \nu_\mu$: $\gamma - \nu$, corrélation angulaire entre le rayon γ et le neutrino ν .

Les mesures dans ${}^3\text{He}$ et ${}^{23}\text{Na}$, déterminées respectivement avec une précision relative de $\sim 18\%$ et $\sim 36\%$, sont en accord avec PCAC et la dominance du champ du pion ($g_P/g_A = 6.8$). Dans le cas du ${}^{12}\text{C}$, nous considérons les résultats déduits de la mesure de P_{av}/P_L étant donné la moindre sensibilité de cette dernière aux erreurs systématiques expérimentales. Selon les modèles et informations expérimentales utilisés, les résultats s'écartent de 0.2 à 1.6 σ de la valeur PCAC. Ce résultat ne met donc pas en évidence de désaccord significatif entre théorie et expérience. Par contre, dans le cas de ${}^{16}\text{O}$, l'ensemble des mesures du rapport $\lambda_\mu^C/\lambda_\beta^D$ mènent à des valeurs de \tilde{g}_P/\tilde{g}_A significativement plus élevées que la prédiction de PCAC. Les valeurs extraites par des théories n'utilisant que la valeur expérimentale de λ_μ^C ne présentent toutefois pas ce désaccord. Enfin, les deux dernières mesures dans le ${}^{28}\text{Si}$ sont compatibles avec un couplage pseudoscalaire nul, présentant un écart de 2 à 7 σ à la valeur théorique de PCAC.

En conclusion, les valeurs de \tilde{g}_P/\tilde{g}_A déduites d'expériences OMC ne laissent pas apparaître de dépendance significative à la masse nucléaire. Contrairement aux cas de ${}^3\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, et ${}^{23}\text{Na}$, un désaccord avec la prédiction de PCAC subsiste pour ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{28}\text{Si}$, pour lesquels les valeurs de \tilde{g}_P/\tilde{g}_A mesurées sont respectivement plus grande et plus petite que la prédiction de PCAC.

1.2.2 RMC : $\mu^- + \frac{A}{Z}N \rightarrow \frac{A}{Z-1}N + \nu_\mu + \gamma$

Processus à trois corps, la capture radiative de muons donne lieu à l'émission de rayons γ suivant un spectre continu en énergie. Cela correspond à une distribution con-

tinue des moments transférés qui atteignent des valeurs ($q^2 \sim m_\mu^2$ pour les photons les plus énergétiques) plus proches du pôle du pion que dans la capture ordinaire de muons ($q^2 \sim -m_\mu^2$). Il en découle une plus grande sensibilité de la RMC à la partie pseudoscalaire de l'interaction (voir équation (1.21)).

La détection des rayons γ d'énergie $E > 57$ MeV permet la détermination du taux inclusif de captures radiatives. L'observable utilisée est le rapport R_γ des taux de capture inclusifs de RMC et OMC. Celui-ci offre une grande sensibilité à \tilde{g}_P . En outre, on espère, par ce rapport, éliminer la dépendance au modèle nucléaire utilisé. Toutefois, la suppression de cette dépendance de R_γ à la structure nucléaire reste incomplète.

Les mesures de R_γ effectuées dans différents noyaux ont mis en évidence une tendance systématique : le rapport R_γ décroît quand la masse atomique A augmente (voir le tableau IV dans la référence [Ber99], et le tableau VII dans la référence [Tow95], ainsi que les références citées). Divers modèles (voir références citées par [Gor98]) ont permis de relier cette dépendance de R_γ à une dépendance du couplage \tilde{g}_P en fonction de la masse nucléaire A ou Z (voir figure XII dans la référence [Ber99]), prédisant une forte augmentation de \tilde{g}_P dans les noyaux légers ($Z \sim 8$, $A \sim 16$), et une disparition de ce couplage dans les noyaux lourds ($Z \sim 40$, $A \sim 90$) (voir aussi [Eri73]).

Toutefois, la déduction de cette importante modification de \tilde{g}_P avec la masse nucléaire est fortement dépendante de modèles nucléaires et reste donc sujette à caution. La relation entre \tilde{g}_P et R_γ est établie par un modèle de gaz de Fermi pour les noyaux lourds [Chr80] et par un modèle en couche pour les noyaux légers [Gmi90]. L'effet observé (voir figure XII dans la référence [Ber99]) pourrait ne refléter qu'une différence systématique entre les deux modèles.

Dans la référence [Gor98], envisageant l'ensemble des effets pouvant être responsables de l'évolution de la valeur de R_γ , T. P. Gorringer *et al.* mettent en évidence une diminution continue de R_γ avec l'excès de neutrons $\alpha = (N - Z)/A$ (RMC dans $^{58,60,62}\text{Ni}$). Cette évolution est reproduite par un modèle de gaz de Fermi relativiste [Fea92] utilisant une masse effective \tilde{M} du nucléon dans les noyaux, et utilisant l'image standard de l'échange à un pion sur laquelle est basée la relation de Goldberger-Treiman (équation (1.18)). Le groupe de TRIUMF [Gor98] conclut donc à l'absence d'évidence solide d'une modification de \tilde{g}_P avec A , attribuant l'évolution de R_γ uniquement aux modifications de \tilde{M} dans l'environnement nucléaire.

Une expérience plus récente [Ber99] (RMC par O, Al, Si, Ti, Zr, Ag) confirme une décroissance monotone de R_γ avec l'excès de neutrons, et une suppression de R_γ à grand Z , malgré une décroissance non monotone en Z . Leur mesure de R_γ dans O, interprétée à l'aide de trois modèles différents, mène à une valeur de g_P/g_A en accord avec PCAC et qui ne requiert pas la "renormalisation" de g_P dans les noyaux légers. Enfin, l'ensemble des valeurs de g_P/g_A déduites de ces mesures confirme une tendance à diminuer avec Z . Toutefois les valeurs de g_P/g_A sont considérées par les auteurs comme suspectes. Ainsi, d'une part, dans le cadre du modèle du gaz de Fermi de P. Christillin *et al.* [Chr80], la diminution de R_γ reflète une diminution du couplage \tilde{g}_P , mais il existe un désaccord entre la valeur théorique des taux OMC correspondants et leur valeur expérimentale. D'autre part, le modèle de gaz de Fermi relativiste de H. W. Fearing et M. S. Welsh [Fea92] permet de reproduire la dépendance de R_γ en Z et α sans "renormalisation", mais il existe un facteur correctif (~ 0.4) incompris entre les taux RMC théoriques et expérimentaux.

1.2.3 Conclusion

L'expérience que nous rapportons dans ce travail se place dans le même contexte que les expériences dont nous venons de résumer les conclusions contradictoires [Gor98, Ber99]: l'étude de la modification de \tilde{g}_P dans le milieu nucléaire. La question de cette modification reste ouverte. D'une part, les résultats de OMC ne laissent pas apparaître de dépendance à la masse nucléaire. D'autre part, si certains modèles déduisent des mesures de R_γ (RMC) une forte augmentation de \tilde{g}_P/\tilde{g}_A dans les noyaux légers et sa disparition dans les noyaux lourds (figure XII de la référence [Ber99]), ceux-ci sont controversés.

La mesure de \tilde{g}_P/\tilde{g}_A dans le noyau léger de ^{11}B par OMC a pour but de confirmer ou d'infirmer la présence d'une forte augmentation de ce couplage dans les noyaux légers.

1.3 Des taux de capture partiels dans le ^{11}B à g_P/g_A

Dans le cas de transitions nucléaires du type $I \rightarrow I \pm 1$, les taux de capture partiels de muons à partir des deux états hyperfins 1S de l'atome muonique se sont avérés être des instruments d'étude de la structure faible du nucléon, et plus particulièrement de g_P/g_A . La conversion hyperfine et l'effet hyperfin affectant ces taux, en raison du caractère ($V-A$) des interactions faibles, modifient l'évolution temporelle du taux d'émission des produits de la capture nucléaire, et de la désintégration des muons. L'analyse de cette dépendance temporelle permet d'extraire la valeur du rapport des taux de capture partiels. Nous abordons ici le cas particulier du ^{11}B , qui présente des canaux de la capture ordinaire des muons répondant aux règles de sélection sources de la sensibilité à g_P/g_A . Nous discutons également les différents avantages du choix de ce noyau.

1.3.1 Capture de muons dans le ^{11}B

Capture atomique

L'histoire du muon μ^- depuis son entrée dans la cible jusqu'à sa capture nucléaire est abordée en détail dans la référence [Muk77]. Nous n'en évoquerons que les points utiles à la compréhension de notre expérience.

Dans un solide, le muon est ralenti jusqu'à une énergie de quelques keV en un temps allant de 10^{-9} s à 10^{-10} s. Ayant atteint une énergie cinétique voisine de celle des électrons de valence, le muon s'arrête rapidement ($\sim 10^{-13}$ s dans les métaux et les isolants, $\sim 10^{-9}$ s dans les gaz). Il est alors capturé atomiquement autour d'un noyau voisin, formant avec lui un atome exotique dit muonique. Le taux de capture atomique est approximativement proportionnel à la charge atomique Z . Le muon se trouve alors sur une orbite de moment angulaire élevé. En environ 10^{-14} s, il atteint le niveau $n = 14 = (m_\mu/m_e)^{1/2}$, correspondant à une orbite de la même "taille" que celle d'un électron K autour du noyau. Ensuite, comme toutes les orbites muoniques inférieures sont vides, le muon cascade rapidement vers le niveau fondamental 1S. Cette cascade est une suite de transitions soit radiatives, soit Auger. La transition radiative est d'autant plus probable que le nombre quantique principal n est petit. Pour les noyaux légers, elle

ne domine que jusque $n \lesssim 3$.

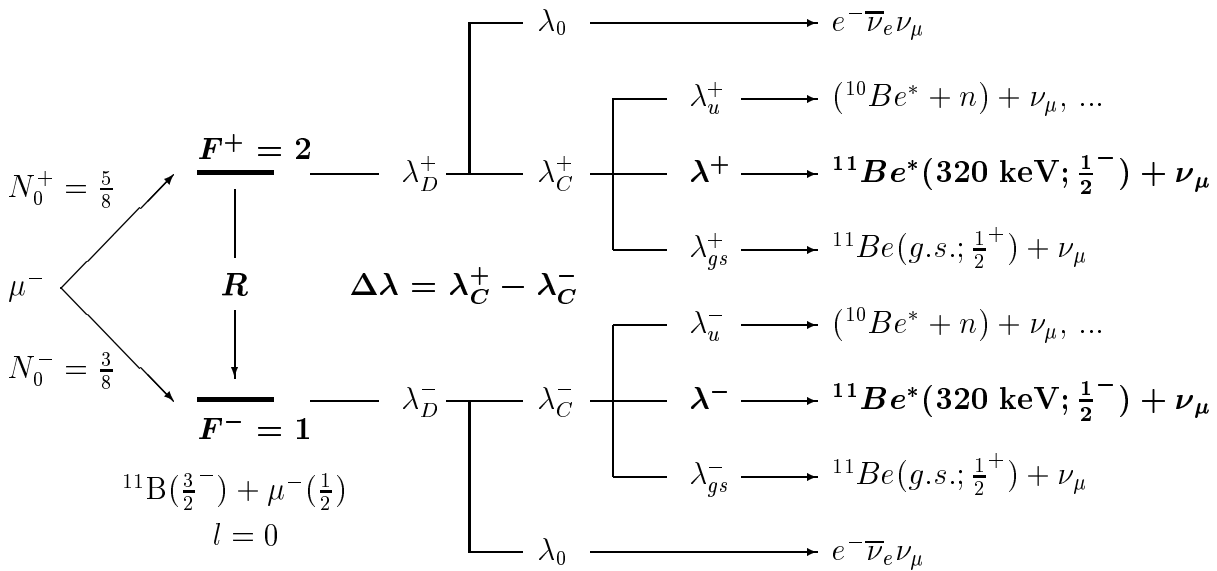
Nous retenons donc que, suite à la capture atomique des muons et à leur cascade vers le niveau 1S, des rayons x dits muoniques sont émis dans un laps de temps négligeable en comparaison du temps de vie du muon, $\sim 10^{-9}$ s $\ll 2.197 \cdot 10^{-6}$ s. Nous notons également que l'énergie de ces rayons x est caractéristique du noyau de charge Z responsable de la capture.

Capture nucléaire dans le ^{11}B

Après leur cascade vers le niveau 1S de l'atome muonique $\mu^{11}\text{B}$, les muons peuplent deux niveaux hyperfins non cohérents ($\Delta E_{11\text{B}} = E(F^+) - E(F^-) = 18$ eV [Win63] $\gg \Gamma^{+(-)} = \hbar\lambda_D^{+(-)}$). Le moment magnétique du ^{11}B étant positif ($\mu = +2.6886489 \mu_N$ [Fir96]), le spin total des niveaux hyperfins supérieur et inférieur sont respectivement $F^+ = 3/2 + 1/2 = 2$ et $F^- = 3/2 - 1/2 = 1$. J. G. Congleton [Con93] montre que, initialement, ces états sont peuplés statistiquement si la cible ou le faisceau ne sont pas polarisés. Dans le cas de la cible de ^{11}B non polarisée que nous utilisons, $N_0^+ = 5/8$ et $N_0^- = 3/8$ sont donc les populations statistiques initiales des deux états hyperfins, respectivement $F^+ = 2$ et $F^- = 1$.

Nous présentons dans l'annexe A un schéma des niveaux nucléaires impliqués dans la capture du muon par le ^{11}B . Par ailleurs, les différents canaux de disparition du muon sont envisagés dans le tableau 1.3, à l'exception des captures radiatives. Les taux de capture sont annotés d'un exposant "+" ou "-" selon que la capture s'opère à partir de l'état hyperfin respectivement supérieur (F^+) ou inférieur (F^-). Depuis ces niveaux

Tableau 1.3: Les différents canaux de la disparition (désintégration ou capture nucléaire) du muon μ^- dans le ^{11}B , ainsi que les taux correspondants. Le taux défini sur une branche est égal à la somme des taux définis sur les branches "filles" qui apparaissent à sa droite. Notons que ce schéma néglige les captures radiatives.



hyperfins, les muons peuvent soit se désintégrer avec un taux λ_0 , soit être capturés par le noyau avec un taux $\lambda_C^{+(-)}$. La probabilité de capture nucléaire d'un muon 1S varie comme Z^4 . Dans le cas d'un noyau léger ($Z = 5$), nous considérons un taux de désintégration du muon dans un état lié, λ_0 , identique au taux de désintégration du muon libre [Huf61]. Les taux de disparition des muons sont donc définis par les sommes $\lambda_D^{+(-)} = \lambda_C^{+(-)} + \lambda_0$. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la capture ordinaire vers le premier état excité du ^{11}Be , à 320 keV. Les taux de capture exclusifs vers ce canal sont notés $\lambda^{+(-)}$.

Les autres processus de disparition du muon sont la capture vers le niveau fondamental du ^{11}Be , avec un taux $\lambda_{gs}^{+(-)}$, ainsi que la capture vers le continuum des états non liés, avec un taux $\lambda_u^{+(-)}$. Dans ce continuum, se trouve l'état non lié ($n+^{10}\text{Be}$) qui, après émission du neutron, mène à un état excité du $^{10}\text{Be}^*$ (voir annexe A). La capture vers ce canal est signée par l'émission du rayon γ de désexcitation du $^{10}\text{Be}^*$ à 3.37 MeV.

1.3.2 Effet hyperfin et conversion hyperfine

Nous détaillons ici la progression des idées qui ont mené d'abord à la découverte de l'effet hyperfin, et par la suite au développement des principes de notre expérience.

L'effet hyperfin est la différence entre les taux de capture nucléaire à partir de chacun des deux niveaux hyperfins de l'atome muonique. Il affecte tant les taux de capture hyperfins totaux que les taux de capture hyperfins partiels. Nous définissons $\Delta\lambda$, la différence des taux de capture inclusifs : $\Delta\lambda = \lambda_C^+ - \lambda_C^-$. L'existence de cette dépendance de la capture au spin est suggérée par Bernstein, Lee, Yang et Primakoff (BLYP) dans la référence [Ber58], pour des noyaux de spin $I \neq 0$. Elle est une conséquence directe du caractère ($V - A$) des interactions faibles et de la masse nulle (ou faible) des neutrinos.

Pour une transition donnée, cet effet trouve la justification suivante [Ber58]. Nous notons le spin total du noyau initial et le spin total du noyau final respectivement I et I' . Si le neutrino sortant porte un moment angulaire total $J_\nu = 1/2$, alors la capture à partir de l'état $F = I + 1/2$ ($F = I - 1/2$) ne peut pas avoir lieu pour une transition telle que $I' - I = -1$ ($I' - I = +1$).

Une argumentation plus détaillée est également présentée dans la référence [Ber58]. Elle permet l'évaluation de l'effet hyperfin dans le cas de noyaux de Z et A impairs [Ber58, Pri59]. La différence entre les taux de capture hyperfins est comprise comme la conjugaison de trois effets. Premièrement, le spin du muon σ_μ et celui du noyau I sont soit parallèles soit anti-parallèles, donnant lieu à la levée de la dégénérescence de l'état 1S en deux états hyperfins. Deuxièmement, il existe en général une corrélation entre le spin du proton dans le noyau et le spin I de ce dernier. En particulier, dans le cadre d'un modèle nucléaire à une particule ("one particle model"), le noyau de Z et A impairs est envisagé comme un "cœur" de spin nul, de Z et A pairs, entouré par un proton sur une orbite de moment angulaire orbital L . Le spin du noyau s'exprime alors comme $I = L \pm 1/2$. La capture des muons par les protons du cœur ne présentant pas de dépendance au spin, l'effet hyperfin peut alors être évalué en considérant la capture par le proton non apparié. Enfin, le taux de capture d'un muon par un proton isolé dépend de l'orientation relative de leur spin. Cela apparaît dans les termes $G_A \vec{\sigma}_\mu \cdot \vec{\sigma}_p$ et $G_P \vec{\sigma}_\mu \cdot \hat{\nu} \vec{\sigma}_p \cdot \hat{\nu}$ de l'hamiltonien effectif, tel qu'énoncé par Fujii et Primakoff [Fuj59, Pri59], où $\vec{\sigma}_\mu$ et $\vec{\sigma}_p$ sont respectivement le spin du muon et du proton; $\hat{\nu}$ est la direction de la quantité de mouvement du neutrino

sortant; et enfin G_A et G_P sont les couplages faibles définis, en fonction des couplages g_i du nucléon, par les expressions (4.15) et (4.16) dans le chapitre 4.

De façon intuitive, pour l'atome muonique μp , le taux de capture à partir du niveau hyperfin supérieur $F = 1$ est nul dans une interaction de type pur $V - A$. En effet, dans le repère de l'atome μp dans l'état $F = 1$, le neutrino d'hélicité gauche serait émis dans une direction opposée au neutron, qui ne pourrait alors être que d'hélicité droite. Le taux de capture correspondant serait donc nettement inférieur au taux de capture correspondant à l'émission d'un neutron gauché.

En l'occurrence, le noyau de ${}^{11}_5\text{B}_6$ peut être modélisé par un cœur de spin nul et un proton non apparié sur la couche $1p_{3/2}$. On déduit de ce modèle le spin $I^P = 3/2^-$ de l'état fondamental, avec $L = 1$ et $I = 3/2 = L + 1/2$. Le spin du proton extérieur est donc parallèle à celui du noyau. Dès lors, étant donné le spin des états hyperfins supérieur ($F^+ = 2$; $\vec{\sigma}_\mu \uparrow\uparrow \vec{I}$) et inférieur ($F^- = 1$; $\vec{\sigma}_\mu \uparrow\downarrow \vec{I}$), le taux de capture à partir du niveau hyperfin inférieur sera plus grand que le taux de capture à partir du niveau hyperfin supérieur, $\lambda_C^+ < \lambda_C^-$. Le taux λ_C^+ sera donc directement lié aux termes induits.

La méthode d'observation de cet effet hyperfin est proposée dans la même référence [Ber58] par BLYP. Ils remarquent que, étant donné les temps de vie différents des deux états hyperfins, la distribution temporelle des électrons de désintégration des muons apparaît comme la somme de deux exponentielles. Le logarithme de cette distribution, mesurée en fonction du temps, présente une courbure positive proportionnelle à $\Delta\lambda^2$. Ce point n'est correct que sous l'hypothèse, faite implicitement par BLYP, que le taux de transition de l'état hyperfin supérieur vers l'état hyperfin inférieur est nul ou négligeable. V. L. Telegdi [Tel59] met en cause la validité de cette hypothèse. Il évoque la probabilité d'un tel processus atomique de conversion, soit par éjection d'électrons Auger, soit dans une bien moindre mesure par un rayonnement $M1$ [Win63]. Il démontre que si le taux de conversion hyperfine est suffisamment élevé,

$$R > \frac{I}{2I+1} |\lambda_C^+ - \lambda_C^-| , \quad (1.27)$$

alors une capture favorisée dans l'état hyperfin inférieur ($\lambda_C^- > \lambda_C^+ \Leftrightarrow \Delta\lambda < 0$) donne lieu à une courbure négative de la distribution temporelle des électrons de désintégration. Pour un taux de conversion hyperfine suffisamment élevé, la courbure du logarithme de la distribution des électrons devient donc sensible au signe de $\Delta\lambda$.

Les premières tentatives de mesure de cette courbure négative dans Al et P [Lat61], suggérées par V. L. Telegdi [Tel59], se sont avérées vaines. Suite à cet échec, R. Winston et V. L. Telegdi [Win61] soulignent que dans la limite d'un important taux de conversion, $|\Delta\lambda| \ll R$, la sensibilité de la distribution des électrons de désintégration à l'effet hyperfin est fortement réduite par l'effet combiné d'une conversion rapide et d'une faible amplitude du terme décrivant l'écart à une exponentielle pure. On peut en effet montrer que, développée au premier ordre en $\Delta\lambda/R$, la distribution des électrons s'exprime comme

$$\frac{dN_{e^-}}{dt}(t) \simeq \lambda_0(1 + Ae^{-Rt})e^{-\lambda_D^- t} \text{ avec } A = N_0^+ \frac{\Delta\lambda}{R} . \quad (1.28)$$

En réponse à ce problème, R. Winston et V. L. Telegdi [Win61] suggèrent la mesure de la distribution temporelle des produits de la capture nucléaire (neutrons et/ou rayons

γ), plus sensible à l'effet hyperfin. Cet accroissement de sensibilité est dû au fait que, alors que le taux de désintégration est identique à partir des niveaux hyperfins, les taux de capture totaux, par contre, sont différents. Cela apparaît si l'on compare les expressions (1.36) et (1.37) développées dans la suite de ce chapitre, et dans lesquelles les taux de capture partiels doivent être remplacés par des taux de capture totaux.

L'effet hyperfin a été découvert expérimentalement dans le ^{19}F en 1963. Cette mesure a confirmé un effet dans la distribution temporelle des produits neutres de la capture plus grand que dans la distribution temporelle des électrons de désintégration. Ce fut la première observation de la courbure négative prédite par V. L. Telegdi et sensible à l'effet hyperfin. Cette expérience est décrite en détail par R. Winston dans la référence [Win63]. Il y développe, et applique au cas de la cible de ^{19}F , les différentes méthodes de mesure de cet effet, rassemblant les idées développées dans la référence [Win61]. Le choix d'une cible donnée nécessitait au préalable une étude théorique approfondie des taux de transition hyperfine, étude présentée dans cette référence pour quelques noyaux de Z et A impairs. L'auteur montre que le processus de conversion interne domine largement le processus de transition hyperfine par émission d'un rayon γ . Le processus de conversion est traité de façon analogue au processus nucléaire de conversion interne $M1$ avec comme "pseudo-noyau" l'entité de charge $(Z - 1)$ formée par le noyau et le muon $1S$. Dans le cas des noyaux envisagés tels que $5 \leq Z \leq 35$, à l'exception du ^{11}B , l'étude théorique confirme notamment les inégalités $R \gg \lambda_C$, et donc $R \gg |\Delta\lambda|$. Le ^{11}B est présenté comme un cas intéressant de conversion hyperfine lente comparativement au taux de disparition ($R/\lambda_D^- = 0.25 \mu\text{s}^{-1}/0.47 \mu\text{s}^{-1} = 0.53$). De ce fait, l'écart à une exponentielle pure s'étend sur plusieurs temps de vie du muon dans le ^{11}B .

Par ailleurs, J. Delorme [Del64] met en évidence le fait que les règles de sélection permettent de rendre les taux de capture partiels, vers un niveau final donné et choisi adéquatement, plus sensibles à la structure de l'interaction que les taux de capture totaux. Cette remarque exploite en fait l'effet hyperfin sur les taux de capture partiels. J. Delorme illustre ses propos en montrant la sensibilité aux couplages G_P et G_A des taux de capture hyperfins, λ^+ et λ^- , dans le cas de la transition $^6\text{Li}(I^P = 1^+) + \mu^- \rightarrow ^6\text{He}(I^P = 0^+) + \nu_\mu$. Il suggère également que le rapport de ces taux de capture partiels devrait être moins dépendant des problèmes de structure nucléaire, avec

$$\frac{\lambda^+}{\lambda^-} \simeq \frac{\frac{2}{3}G_P^2}{\frac{2}{3}(3G_A - G_P)^2}, \quad (1.29)$$

où les relations liant les couplages G_A et G_P aux couplages du nucléon sont discutées dans le chapitre 4.

En 1968, L. Grenacs propose une mesure de g_P/g_A dans le ^{11}B exploitant l'effet hyperfin dans la transition *partielle* : $^{11}\text{B}(I^P = 3/2^-) + \mu^- \rightarrow ^{11}\text{Be}^*(E = 320 \text{ keV}; I^P = 1/2^-) + \nu_\mu$. Comme dans le cas du ^6Li , il s'agit d'une transition nucléaire de type Gamov-Teller : $\Delta I = 1^+$. L'argument de conservation du moment angulaire total évoqué plus haut permet de montrer que la capture vers ce canal précis à partir de l'état hyperfin supérieur F^+ n'est possible que si le neutrino sortant emporte un moment angulaire orbital non nul. Le taux de capture λ^+ est donc particulièrement sensible aux termes induits. Comme dans le cas du ^6Li , le rapport des taux de capture partiels sera sensible à G_P et G_A . En outre, il existe un taux de conversion non nul entre les deux états hyperfins [Win63]. Dès lors, la distribution des produits neutres de la capture dépendra du rapport

des taux de capture partiels, comme cela est suggéré par R. Winston [Win63]. Le ^{11}Be présente l'avantage de l'unicité de son état excité de court temps de vie, ce qui assure une signature unique et instantanée de la capture dans ce canal.

En conclusion, l'idée de cette expérience est donc d'exploiter la forme de la distribution temporelle des rayons γ de 320 keV, subséquents aux captures, afin d'extraire le rapport des taux de capture partiels, λ^+/λ^- , rapport lui-même sensible à g_P/g_A parce qu'affecté par l'effet hyperfin. Nous détaillerons le calcul de la dépendance de λ^+/λ^- à g_P/g_A dans le paragraphe 4.2 du chapitre 4.

Dans une première version de cette expérience dans le ^{11}B [Deu68], la mesure de la courbure de la dépendance temporelle du taux d'apparition de ces rayons γ a permis la détermination des spins des états liés du ^{11}Be . Cette expérience a également confirmé l'importante conversion hyperfine R et l'existence d'un effet hyperfin important sur les taux de capture partiels dans ce noyau.

1.3.3 Observable sensible à λ^+/λ^-

La signature de la capture vers le $^{11}\text{Be}^*(320\text{ keV})$ est donc l'émission immédiate du rayon γ de 320 keV de désexcitation du ^{11}Be ($t_{1/2} = 115(10)\text{ fs}$ [Fir96]). Par ailleurs, la désintégration du muon est signée par l'émission d'un électron. Nous détaillons ici l'évolution temporelle des taux d'apparition de ces événements.

Nous désignons par $N^+(t)$ et $N^-(t)$ les populations au temps t des états hyperfins respectivement supérieur et inférieur. Les populations statistiques initiales sont

$$N_0^+ = N^+(t=0) = \frac{I+1}{2I+1} = \frac{5}{8}, \quad (1.30)$$

$$N_0^- = N^-(t=0) = \frac{I}{2I+1} = \frac{3}{8}. \quad (1.31)$$

L'évolution temporelle de ces populations satisfait les équations (1.32) et (1.33), qui prennent en compte la désintégration et la capture des muons à partir de chacun des états hyperfins, ainsi que la conversion hyperfine :

$$\frac{dN^+}{dt}(t) = -(\lambda_D^+ + R) \cdot N^+(t), \quad (1.32)$$

$$\frac{dN^-}{dt}(t) = -\lambda_D^- \cdot N^-(t) + R \cdot N^+(t). \quad (1.33)$$

Le taux d'émission des électrons de désintégration, dN_{e^-}/dt , et le taux d'apparition des rayons γ de 320 keV, dN_{320}/dt , évoluent comme

$$\frac{dN_{e^-}}{dt}(t) = \lambda_0 \cdot N_0^+(t) + \lambda_0 \cdot N_0^-(t), \quad (1.34)$$

$$\frac{dN_{320}}{dt}(t) = \lambda^+ \cdot N_0^+(t) + \lambda^- \cdot N_0^-(t). \quad (1.35)$$

Remarquons que les taux de capture partiels apparaissent comme les coefficients des termes de l'équation (1.35).

Nous déduisons la dépendance temporelle explicite des taux dN_{e^-}/dt et dN_{320}/dt des équations (1.32) à (1.35),

$$\frac{dN_{e^-}(t)}{dt} = N_0^+ \lambda_0 e^{-\lambda_D^- t} \left[\left(\frac{N_0^-}{N_0^+} + \frac{R}{R + \Delta\lambda} \right) + \left(1 - \frac{R}{R + \Delta\lambda} \right) e^{-(R + \Delta\lambda)t} \right], \quad (1.36)$$

$$\frac{dN_{320}(t)}{dt} = N_0^+ \lambda^- e^{-\lambda_D^- t} \left[\left(\frac{N_0^-}{N_0^+} + \frac{R}{R + \Delta\lambda} \right) + \left(\frac{\lambda^+}{\lambda^-} - \frac{R}{R + \Delta\lambda} \right) e^{-(R + \Delta\lambda)t} \right]. \quad (1.37)$$

Dans le cas où la capture est favorisée à partir du niveau hyperfin inférieur, ces distributions se présentent comme la différence de deux exponentielles (“courbure négative”). La conversion hyperfine, $R \neq 0$, est responsable de la différence importante entre le temps de vie de ces deux exponentielles. Elle favorise donc une meilleure sensibilité à λ^+/λ^- qui intervient dans l’amplitude du second terme de l’équation (1.37). Ces expressions décrivent un retour asymptotique vers une exponentielle pure $e^{-\lambda_D^- t}$. Si les taux λ^+ et λ^- diffèrent suffisamment, l’écart à cette décroissance de temps de vie λ_D^- est beaucoup plus marqué dans la distribution des rayons γ que dans la distribution des électrons de désintégration. Dans ce dernier cas, et contrairement au premier, les “branchements” λ_0 vers la désintégration sont identiques à partir des deux états hyperfins. Dans la limite où $|\Delta\lambda| \ll R$, cela affaiblit fortement l’amplitude du second terme de l’équation (1.36). Nous travaillerons avec la forme exacte des équations (1.36) et (1.37).

Les paramètres de ces deux distributions sont λ_D^- , $\Delta\lambda$, R , et enfin λ^+/λ^- , dont la mesure motive cette expérience.

1.3.4 Valeurs expérimentales de λ^+/λ^- , R , $\Delta\lambda$, λ_D^-

Il existe des résultats expérimentaux concernant les paramètres des “dépendances hyperfines” décrites par les expressions (1.36) et (1.37). Comme nous le montrons dans ce paragraphe, ces mesures ne sont pas suffisamment précises pour être utiles à cette expérience.

Une première expérience de capture de muons dans le ^{11}B a été réalisée par Deutsch *et al.* [Deu68] en vue de déterminer les spins et parités de l’état fondamental ($J = 1/2^+$) et du premier état excité ($J = 1/2^-$) du ^{11}Be . L’étude de la distribution temporelle des rayons γ de 320 keV, produits de la désexcitation du $^{11}\text{Be}^*$, a permis une première observation indirecte de la conversion hyperfine dans le ^{11}B , évaluée à $R = 2.3_{-1.3}^{+2.7} \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ [Deu68]. La même expérience a mené par la suite à un résultat possédant une meilleure précision statistique, $R = 2.5 \pm 0.7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ [Gre70]. Une limite sur λ^+/λ^- a également été déduite, $\lambda^+/\lambda^- \leq 0.26$ [Deu68]. D’une part, la pauvreté de cette unique information expérimentale sur λ^+/λ^- justifie le développement d’une nouvelle expérience dédiée à sa mesure. D’autre part, l’importance de la barre d’erreur sur R et l’importante corrélation entre ces deux derniers paramètres rendent cette valeur de R peu utile à notre expérience.

Utilisant la rotation du spin du muon dans un champ magnétique transverse, Favart *et al.* [Fav70] ont étudié la disparition des populations polarisées de muons dans les états hyperfins du ^{11}B . Outre les valeurs des polarisations résiduelles dans ces états hyperfins, cette expérience a permis la détermination de la valeur de la conversion hyperfine $R = 3.3 \pm 0.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. C’est à nouveau l’importance de la barre d’erreur qui encourage une nouvelle mesure de R .

L'étude par Ishida *et al.* [Ish82] de la distribution temporelle des électrons de désintégration de muons polarisés, arrêtés dans une cible de ^{11}B , et maintenus dans un champ magnétique longitudinal important, a mené aux valeurs $R = 2.6 \pm 0.6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $\lambda_C^- = 22 \pm 2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, et $\Delta\lambda = -3 \pm 2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Toutefois, cette expérience semble ne pas avoir été menée à son terme. De surcroît, la seule publication qui en rapporte les résultats est un bref rapport interne [Ish82]. Enfin, aucun modèle [Kos82, Kos84] n'a permis de reproduire théoriquement une amplitude de l'effet hyperfin $\Delta\lambda$ aussi faible que celle obtenue dans cette expérience, alors que théorie et expérience présentent un accord raisonnable dans le cas du taux de capture λ_C^- . Nous émettons donc une certaine réserve quant aux résultats avancés dans la référence [Ish82] que nous considérerons à titre indicatif.

Enfin, deux expériences rapportent la mesure du taux de capture des muons par le ^{11}B : $\lambda_C = 21.8 \pm 1.6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ [Eck63], et $\lambda_C = 21.9 \pm 0.7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ [Suz87]. Il s'agit de deux mesures de la distribution temporelle des électrons de désintégration de muons capturés atomiquement par le ^{11}B . Dans les deux cas, cette distribution a été ajustée par une exponentielle simple dont le temps de vie a été interprété comme un temps de vie moyen du muon dans cet élément. Ces deux expériences négligent donc l'effet hyperfin et la conversion hyperfine, supposant $\Delta\lambda = 0$. Le taux moyen mesuré n'est donc qu'une approximation de λ_D^- , et l'erreur commise ne peut être évaluée que si les valeurs de $\Delta\lambda$ et R sont connues.

En conclusion, à défaut d'informations expérimentales suffisamment précises, l'expérience que nous rapportons ici doit permettre de déterminer λ^+/λ^- , R , $\Delta\lambda$, et λ_D^- . L'alternative est l'introduction de valeurs théoriques pour certains de ces paramètres, mais cette méthode soumettrait le résultat expérimental à certaines hypothèses évitables. Nous discuterons ce point dans le paragraphe 3.7. Les techniques expérimentales modernes plus performantes assurent en outre une meilleure précision sur la mesure de ces paramètres. Nous disposons en effet de faisceaux de muons de haute intensité et de cycle utile élevé. Les détecteurs permettent une meilleure résolution tant en énergie qu'en temps. Et enfin, nous disposons d'outils informatiques puissants rendant possible une analyse numérique complexe et impliquant un grand nombre de données.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Cette expérience consiste essentiellement en la mesure de deux distributions.

- Premièrement, la distribution temporelle des rayons γ de 320 keV, signatures de la capture des μ^- par le ^{11}B . Cette mesure comprend d'une part la détermination du temps écoulé entre l'arrêt des muons dans la cible et l'émission des rayons γ , et d'autre part la détermination de leur énergie.
- Deuxièmement, la distribution temporelle des électrons de désintégration des muons capturés atomiquement. Cette mesure nécessite la détection des électrons quittant la cible, et la détermination du temps écoulé entre l'arrêt des muons et l'émission de ces électrons.

2.1 Dispositif

Une **cible de bore naturel**, ^{nat}B , a été exposée au faisceau de muons négatifs ($p_\mu = 49.1 \text{ MeV}/c$) dans l'aire expérimentale μE4 de l'Institut Paul Scherrer — PSI, Suisse. Ce faisceau, utilisé en mode chromatique, est caractérisé par la faible dispersion de sa quantité de mouvement, $FWHM = 3\%$.

Le choix de la géométrie et des matériaux de la cible, ainsi que le choix de l'énergie du faisceau, ont été guidés par le souci de minimiser le nombre de captures de muons dans des impuretés — au sens large, nous désignons comme impureté tout élément autre que le ^{11}B , entourant la cible ou contenu dans celle-ci. D'une part, ces captures dans des impuretés sont susceptibles d'être suivies par l'émission de rayons γ à des énergies voisines ou supérieures à 320 keV. Ceux-ci augmenteraient alors le bruit de fond sous le signal. D'autre part, la détection de composantes promptes — p.ex., des rayons x du Cu ou du Ni, ou des rayons γ nucléaires d'éléments de Z suffisamment élevé — au voisinage du pic de 320 keV rend la soustraction du bruit de fond difficile dans les premiers canaux temporels [Bru92]. Enfin, le taux d'émission des électrons de désintégration des muons capturés par ces impuretés suit une décroissance exponentielle avec un temps de vie spécifique à chacune d'elles. Ces composantes de différents temps de vie constituent le bruit de fond physique du spectre des électrons.

Le ^{nat}B contient 80.1(2)% de ^{11}B et 19.9(2)% de ^{10}B . En dépit du moindre taux de production du signal dans l'isotope naturel, celui-ci a été préféré au ^{11}B enrichi pour sa grande pureté. L'adjonction d'impuretés est en effet inhérente au processus chimique d'enrichissement du ^{11}B . La poudre de ^{nat}B utilisée atteint une pureté de 99.999% et se présente sous la forme d'une poudre aux grains amorphes et de taille inférieure au micron. Remarquons que, en raison de la finesse des grains et donc du caractère hautement inflammable de cette poudre, ainsi que de son caractère irritant, elle a été manipulée sous une atmosphère d'azote, comme conseillé par le fabricant (SIGMA-ALDRICH).

Le ^{nat}B est contenu dans une **boîte cylindrique** (intérieur : \varnothing 72 mm \times 12 mm; extérieur : \varnothing 100 mm \times 12 mm) en **PVC** ($[\text{CH}_2\text{CH}(\text{Cl})]_n$) dont les faces sont constituées de feuilles de mylar de 175 μm (24 mg/cm²) d'épaisseur. La poudre y a été tassée pour atteindre une densité de 524 mg/cm³ (630 mg/cm² sur une épaisseur de 1.2 cm). Cette densité permet de réduire la largeur de la distribution des arrêts des muons dans la cible ($FWHM \simeq 0.24$ cm, voir le paragraphe 3.4.3), facilitant le confinement de ces arrêts dans une région donnée de la cible.

Le moment du faisceau a été ajusté à 49.1 MeV/c de façon à minimiser le nombre de captures de muons dans le carbone des fenêtres de la cible. La capture atomique étant systématiquement suivie de l'émission de rayons x à des énergies caractéristiques de chaque élément, leur détection permet d'évaluer l'importance des captures dans un élément donné.

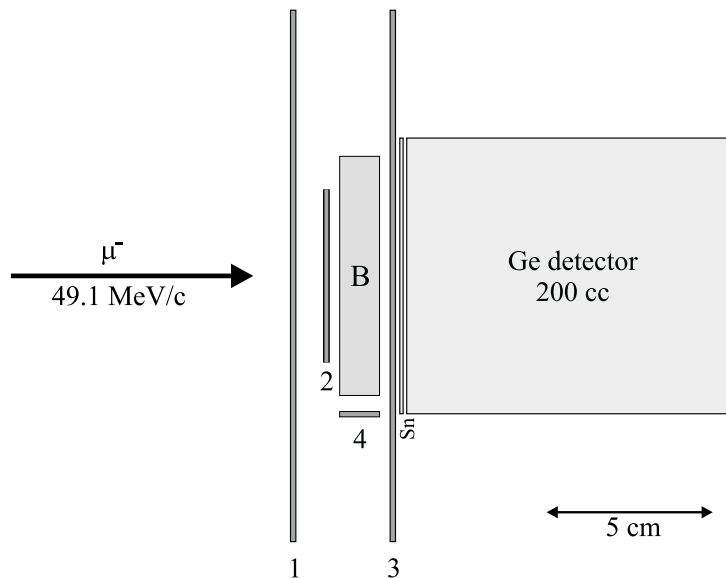


Figure 2.1: Schéma à l'échelle du dispositif expérimental.

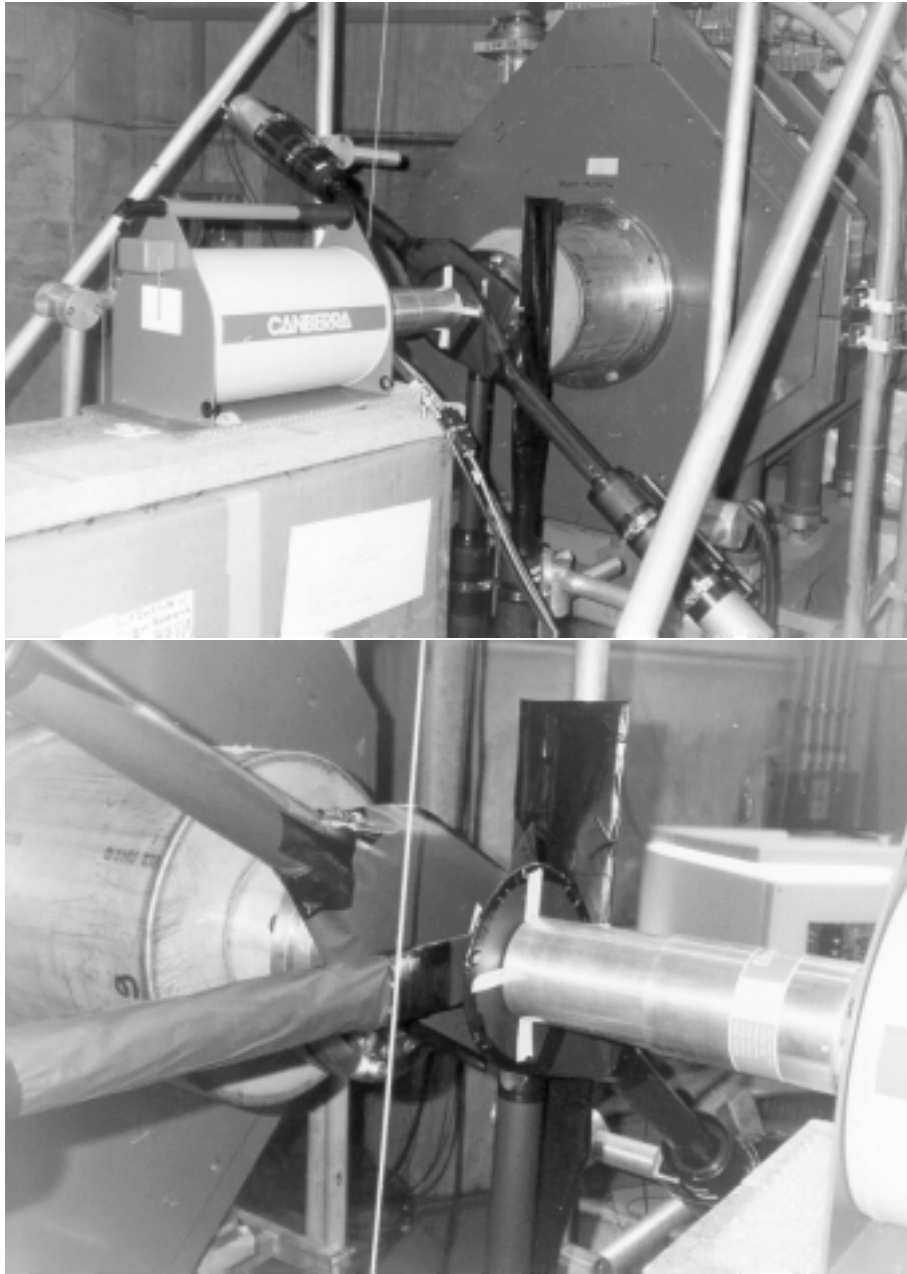


Figure 2.2: *Dispositif expérimental.*

Un schéma du dispositif expérimental est présenté à la figure 2.1. **Trois disques de scintillateur plastique** entourent la cible et permettent de définir l'arrêt des muons dans celle-ci : #1 (\varnothing 160 mm \times 1.6 mm), #2 (\varnothing 52 mm \times 1.6 mm), #3 (\varnothing 160 mm \times 1.6 mm). Un **télescope de deux scintillateurs plastiques rectangulaires**, regardant dans une direction normale à l'axe du faisceau, permet de détecter les électrons sortant de la cible par la tranche : #4 (12 mm \times 80 mm \times 1.6 mm), #5 (100 mm \times 400 mm \times 3 mm). Ces scintillateurs sont couplés à des photomultiplicateurs (PM, Hamamatsu R1828-1) par l'intermédiaire de guides de lumière en lucite.

Enfin, un **détecteur germanium intrinsèque** (CANBERRA, HP-Ge : 200 cc, efficacité relative : 50%, modèle : GC5019) aligné sur l'axe du faisceau est utilisé pour détecter les rayons γ sortant de la cible et en mesurer l'énergie. Une description détaillée de ce détecteur sera présentée au paragraphe 3.4.3.

Un **écran d'étain** (\varnothing 90 mm \times 1 mm), placé entre le détecteur #3 et le détecteur germanium, blinde ce dernier contre les rayons x de basse énergie. L'émission d'un rayon γ nucléaire est nécessairement précédée par l'émission d'un rayon x. Si ce dernier est détecté, il définira le temps de l'événement. Il incrémentera alors un des premiers canaux temporels. En outre, par empilement, l'énergie mesurée sera supérieure à celle du rayon γ nucléaire. Ce blindage permet donc d'éviter que des rayons γ soient artificiellement classés dans la région de 320 keV, et n'en perturbe l'évolution temporelle.

Le choix d'une géométrie compacte et de l'alignement du détecteur germanium avec l'axe du faisceau sont le résultat de tests [Bru92, Bru93] préliminaires à l'expérience visant à maximiser le rapport signal sur bruit.

2.2 Electronique et acquisition des données

Le schéma de l'électronique logique est présenté à la figure 2.3. Dans les paragraphes qui suivent, nous détaillerons le rôle des différentes parties de ce circuit.

2.2.1 Mesure d'un spectre temporel

Un événement est défini comme étant la coïncidence entre une fenêtre de mesure de 10 μ s et le signal temps correspondant soit à la détection d'un rayon γ dans le germanium, soit à la détection d'un électron dans le télescope latéral. Un convertisseur *temps à digital* (TDC, module CAMAC, Lecroy 4204) est utilisé pour la mesure du temps écoulé entre l'ouverture de la fenêtre de mesure et l'occurrence de l'événement. Dans ce paragraphe, nous commentons la méthode de mesure de la distribution temporelle, dans cette fenêtre de 10 μ s, des différentes classes d'événements : rayons γ ou électrons, temporellement corrélés ou non avec l'ouverture de la fenêtre.

Distributions temporelles

En l'absence de bruit de fond, après la capture d'un muon dans la cible, il n'existe qu'un unique candidat événement : soit un rayon γ , soit un électron. La logique électroni-

que permettant de distinguer ces deux types d'événements, il suffit de poser la condition de l'absence de l'un ou de l'autre pour construire deux spectres différents et indépendants.

La fonction de distribution temporelle des événements corrélés, $I(t)$, est telle que la probabilité d'occurrence d'un événement corrélé dans un intervalle de temps dt au temps t , depuis le début de la fenêtre de mesure, est $dP_C(t, t + dt) = I(t) \cdot dt$. Il existe cependant diverses sources de bruit de fond et de temps mort susceptibles de modifier la mesure de cette distribution, $dP_C^{mes}(t, t + dt)$.

Dans le cas des rayons γ , comme dans celui des électrons, il existe un bruit de fond ambiant temporellement non corrélé avec la fenêtre de mesure. Considérons dans un premier temps que les signaux ne sont pas suivis de temps morts. Si r est le nombre moyen d'événements non corrélés par unité de temps, leur probabilité d'occurrence au temps t dans un intervalle de temps dt est $dP_{NC}(t, t + dt) = r \cdot dt$. Si un événement non corrélé est détecté dans la fenêtre de mesure avant l'occurrence de l'événement corrélé, il empêchera la détection de ce dernier. La distribution mesurée des événements corrélés devient alors

$$dP_C^{mes}(t, t + dt) = e^{-r \cdot t} \cdot I(t) \cdot dt , \quad (2.1)$$

où la distribution $I(t)$ est multipliée par la probabilité que l'événement corrélé ne soit précédé par aucun événement non corrélé depuis le début de la fenêtre de mesure. La distribution des événements corrélés est donc artificiellement modifiée par la détection des événements non corrélés. Par contre, si un temps mort TM_γ , de durée supérieure à la durée de la fenêtre de mesure, est imposé après chaque candidat événement, la distribution temporelle des événements corrélés n'est plus affectée. Seul le taux d'événements est diminué. Dans ce cas, nous obtenons en effet,

$$dP_C^{mes}(t, t + dt) = e^{-r \cdot TM_\gamma} \cdot I(t) \cdot dt . \quad (2.2)$$

Quelques remarques concernant l'introduction de ce temps mort TM_γ sont toutefois nécessaires. Celui-ci introduit une corrélation entre ce qui se passe durant une fenêtre de mesure et les éventuels candidats événements qui la précèdent. Nous avons montré dans la référence [Wia95a] que

si chaque impulsion sur la voie "stop" est suivie d'un temps mort TM_γ , et si la durée du temps mort suivant une fenêtre de mesure est modifiée par l'occurrence d'un événement dans celle-ci, alors une distribution physiquement uniforme risque de ne pas être mesurée comme telle.

Nous avons effectivement observé cet effet lors d'expériences annexes à haut taux de comptage et utilisant l'ouverture périodique de fenêtres de mesure. Nous avons montré dans la même référence que notre expérience n'est pas sensible à cet effet, dans la mesure où le taux d'événements reste faible (700 s^{-1}), où les signaux d'ouverture des fenêtres de mesure arrivent de façon aléatoire et où les temps morts suivant chaque signal sont de type étendu ("update"¹) sur la ligne "start" comme sur la ligne "stop". Si l'on considère deux fenêtres de mesure successives, ces critères rendent négligeable la probabilité trouver

¹Un temps mort "update" ne se termine qu'une durée TM donnée après le dernier signal entré, et pas une durée TM après le signal qui a généré l'ouverture d'un temps mort.

un événement dans chacune d’elles, et donc de déformer de façon artificielle la distribution mesurée.

Remarquons également que la distribution temporelle mesurée des événements non corrélés, $dP_{NC}^{mes}(t, t + dt)$, est modifiée par la détection des événements corrélés. Elle devient, malgré le temps mort TM_γ ,

$$dP_{NC}^{mes}(t, t + dt) = \left[1 - \int_{\tau=0}^{\tau=t} I(\tau) d\tau \right] \cdot e^{-r \cdot TM_\gamma} \cdot r \cdot dt . \quad (2.3)$$

Cette équation exprime le fait qu’un candidat événement non corrélé, qui n’est précédé par aucun autre non corrélé depuis un temps TM_γ , ne sera détecté que s’il n’est pas précédé par le candidat corrélé dans la fenêtre de mesure. Cette distribution $dP_{NC}^{mes}(t, t + dt)$ n’est donc plus uniforme.

Nous rencontrerons, dans la suite, cette distribution $dP_{NC}^{mes}(t, t + dt)$ dans le cas particulier où la distribution des événements corrélés est une somme d’exponentielles décroissantes, soit

$$I(t) = \sum_{i=1}^N p_i \cdot \lambda_i e^{-\lambda_i t} . \quad (2.4)$$

Les proportions p_i des composantes de taux λ_i sont définies de façon telle que la probabilité de détecter un événement corrélé après un temps infini s’exprime comme

$$P_\Omega = \int_0^\infty I(t) dt = \sum_{i=1}^N p_i \leq 1 . \quad (2.5)$$

Cette probabilité tient compte de l’angle solide et des efficacités de détection. La distribution $dP_{NC}^{mes}(t, t + dt)$ devient

$$dP_{NC}^{mes}(t, t + dt) = (1 - P_\Omega) \cdot r e^{-r \cdot TM_\gamma} dt + \left(\sum_{i=1}^N p_i \cdot e^{-\lambda_i t} \right) \cdot r e^{-r \cdot TM_\gamma} dt . \quad (2.6)$$

Le premier terme est la constante en l’absence d’événement corrélé ($r \cdot e^{-r \cdot TM_\gamma} dt$) diminuée de la probabilité P_Ω de détecter un événement corrélé. Nous remarquons que le second terme présente une dépendance temporelle similaire à $I(t)$. Nous utiliserons ces propriétés dans la suite.

Le canal correspondant au temps physique de l’ouverture de la fenêtre de mesure n’est pas le premier canal, nous le noterons t_0 . De cette façon, il est possible de mesurer $dP_{NC}^{mes}(t, t + dt)$ dans les canaux antérieurs à t_0 . Ceux-ci ne contiennent en effet que des événements non corrélés et sont appelés “temps négatifs”.

Calibration du TDC

La largeur temporelle des canaux du TDC est fixée à $\Delta t = 1.25$ ns par programmation via le CAMAC. Différentes méthodes peuvent confirmer cette valeur nominale.

La méthode usuelle de calibration temporelle par mesure du temps de vie du muon positif est complexe dans le cas d'une cible de bore. Notre dispositif s'est en effet avéré sensible à des effets de relaxation du spin du muon [Bru94] affectant la distribution temporelle des positrons de désintégration.

Nous avons utilisé un générateur de doubles impulsions (“digital delay generator” DDG Stanford Research Systems Inc., Model DG535). Dans l'hypothèse de la validité de la calibration du DDG, nous avons obtenu, par régression linéaire, une largeur des canaux temporels $\Delta t_{cal} = 1.249(1)$ ns compatible avec la valeur nominale de $\Delta t = 1.25$ ns. L'erreur sur Δt_{cal} est dominée par l'incertitude de 1 ps sur la calibration de l'appareil fournie par le fabricant.

2.2.2 Signaux

Signaux logiques des scintillateurs : $1_H, 1_L, 2, \dots, 5$

Les signaux issus des bases des photomultiplicateurs servent à la détermination de temps. Ils sont donc filtrés et mis en forme à l'entrée du circuit logique par des discriminateurs à fraction constante (CFD, IPC type QCF sér. n^o7). Pour chacun des signaux de scintillateur, les seuils de discrimination sont réglés juste au-dessus du niveau de bruit. Nous noterons les signaux résultants: $1_L, 2, \dots, 5$. Pour le signal du détecteur #1 uniquement, un second CFD est utilisé avec un seuil suffisamment haut pour ne se déclencher que si le détecteur est traversé par un muon : signal 1_H . Il est ainsi possible de distinguer les muons des électrons du faisceau.

Signaux analogiques des scintillateurs : $1_E, 2_E, 3_E$

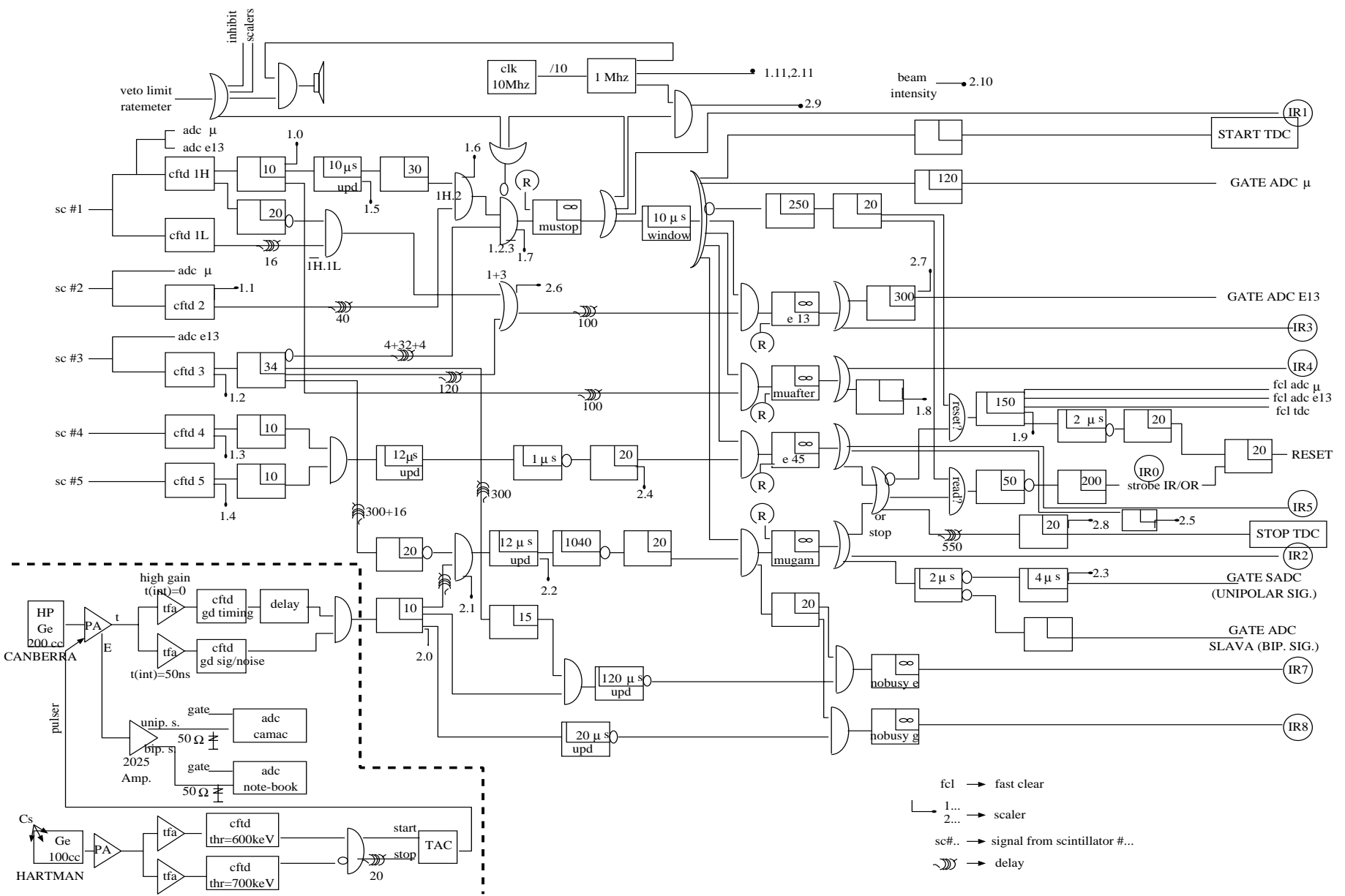
Dans un but de surveillance en ligne, les signaux des photomultiplicateurs couplés aux détecteurs #1 et #2 sont mesurés par un convertisseur *analogique à digital*, noté ADC_μ (ADC, module CAMAC, LRS 2249A, 12 voies d'entrée). Ces signaux sont convertis si les muons correspondant donnent lieu à l'ouverture d'une fenêtre de mesure.

Lors de la détection d'un électron e_{13} — voir paragraphe 2.2.5 —, les signaux des photomultiplicateurs couplés aux détecteurs #1 et #3 sont convertis par un ADC de même type noté $ADC_{e_{13}}$.

Signal temps du détecteur germanium : G_t

Le moment de la détection des rayons γ dans le détecteur germanium est défini par la coïncidence entre les signaux issus de deux lignes dans lesquelles est injectée la sortie “temps” du préamplificateur du détecteur germanium. D'une part, un amplificateur rapide (“timing filter amplifier” TFA, ORTEC 474), avec un temps d'intégration de 50 ns, suivi d'un CFD avec un seuil au-dessus du bruit, permet de le filtrer. Sur une seconde ligne, un TFA avec une constante d'intégration minimale (10 ns), suivi d'un CFD avec un seuil plus bas, permet de garder une bonne résolution temporelle sur l'événement. Ce dernier signal étroit (5 ns) est retardé et mis en coïncidence avec le signal plus large

Figure 2.3: Electronique logique (commentée dans le paragraphe 2.2).



(50 ns) issu de la ligne de discrimination du bruit. Le signal, G_t , issu de cette coïncidence est utilisé comme signal “temps” de la détection de particules dans le germanium.

De façon à éviter la création et l’amplification de bruit de fond capté par les câbles, toute l’électronique NIM en amont du signal G_t a été placée à proximité du détecteur dans l’aire expérimentale.

Signal analogique du détecteur germanium : G_E

Le signal de la sortie “énergie” du préamplificateur du détecteur germanium est traité par un amplificateur spectroscopique (SA, module NIM, CANBERRA 2025) qui le met en forme et l’amplifie en conservant la proportionnalité à l’amplitude du signal d’entrée. La constante de temps de mise en forme (“shaping time”) est fixée à $2 \mu s$ après optimisation de la forme des pics en énergie. La sortie unipolaire de cet amplificateur, G_E , est lue par un ADC spectroscopique (SADC, module CAMAC, Dubna KA007) qui convertit donc l’amplitude des signaux arrivant en coïncidence avec un signal de lecture (“gate”, paragraphe 2.2.4).

Des dérives de la calibration du spectre énergétique ont été observées et attribuées aux fluctuations de température dans le hall d’expérience. En outre, l’utilisation de longs câbles risquait d’introduire du bruit avant l’amplification des signaux. Pour ces raisons, le SA a été installé dans le crate NIM placé à proximité du détecteur. Ce dernier est climatisé, c’est-à-dire maintenu à une température constante autour de 35^0 .

Une source de ^{207}Bi est utilisée en vue de la calibration du spectre énergétique enregistré par le multicanal.

2.2.3 Arrêt d’un muon dans la cible : $(1_H^{upd} \cdot 2 \cdot \bar{3})$

Le scintillateur #1 détecte tout muon sortant du tube du faisceau ($1H$). Un muon arrêté n’est considéré que s’il n’a pas été précédé par un autre muon ($1H$) dans un intervalle de temps de $10 \mu s$ (1_H en “update” : 1_H^{upd}).

L’arrêt d’un muon dans la cible, “ μ_{STOP} ”, est identifié par la condition $(1_H^{upd} \cdot 2 \cdot \bar{3})$, à savoir qu’un muon ait traversé les détecteurs #1 et #2 et n’ait pas poursuivi son chemin au-delà de la cible. Remarquons que le détecteur #3 a un diamètre suffisamment grand pour couvrir un large angle solide du point de vue de la cible, tenant ainsi compte de la dispersion des muons sortant de celle-ci. Le diamètre du détecteur #2 ($\varnothing = 52 \text{ mm}$), inférieur au diamètre de la cible ($\varnothing = 72 \text{ mm}$), permet de sélectionner les arrêts dans la région centrale de celle-ci. De cette manière, les muons capturés dans les matériaux entourant le bore ne donnent pas lieu à un signal “ μ_{STOP} ”.

L’occurrence d’un “ μ_{STOP} ” déclenche un cycle de mesure. Plus précisément, ce signal provoque les opérations suivantes.

- Basculement d’un monostable “ μ_{STOP} ” : il est utilisé en *VE TO*, de façon à ce qu’aucun cycle de mesure ne soit commencé avant l’achèvement de tout autre cycle entamé.

- Ouverture d'une fenêtre de mesure de $10 \mu s$: elle permettra des mesures sur une durée de l'ordre de quatre fois le temps de vie du muon. Les coïncidences de différents types de signaux avec cette fenêtre correspondent aux différentes classes d'événements.
- Début de la mesure du temps par le convertisseur TDC.
- Application d'une fenêtre de lecture ("gate") à l'ADC $_{\mu}$: les signaux dans les scintillateurs #1 et #2 sont, de cette manière, mesurés au moment du passage du muon.
- Levée² du niveau " μ_{STOP} " du registre d'entrée.

La lecture du registre d'entrée ("input register" IR, module CAMAC SIR 2026) permettra l'identification des différents types d'événements.

2.2.4 Signaux du germanium dans la fenêtre de mesure : $\mu\gamma$

Le signal temps du détecteur germanium, s'il ne coïncide pas avec un signal dans le détecteur #3, soit $(G_t \cdot \bar{3})$, et s'il est en coïncidence avec la fenêtre de mesure, constitue un événement : " $\mu\gamma$ ". Ces coïncidences $(G_t \cdot \bar{3})$ sont toutes suivies d'un temps mort de $12 \mu s$, supérieur à la durée de la fenêtre de mesure, et dont le rôle est expliqué au paragraphe 2.2.1. L'anticoïncidence avec le signal du détecteur #3 permet d'éviter de considérer des signaux résultant de la détection dans le germanium d'électrons de désintégration du muon parmi les candidats événements. Il en résulte une économie de temps mort sur la ligne γ .

Un événement " $\mu\gamma$ " physiquement simultané avec le " μ_{STOP} " est retardé de $2 \mu s$ dans la fenêtre de mesure afin de permettre la détection des événements qui précèdent l'arrêt du muon (dans les "temps négatifs").

L'occurrence de cet événement " $\mu\gamma$ " a les effets suivants.

- Levée du niveau " $\mu\gamma$ " dans le registre d'entrée.
- Arrêt de la mesure du temps par le TDC.
- Application au SADC d'une fenêtre de mesure de $4 \mu s$. Cette fenêtre est synchronisée avec le signal analogique, G_E , correspondant à cet événement.

Les deux conditions suivantes sont également testées et envoyées vers le registre d'entrée. Il s'agit d'éliminer des événements qui apparaissent dans les "queues" des pics énergétiques en raison de l'empilement de signaux dans le détecteur germanium. L'utilité de ces conditions sera illustrée dans le paragraphe 3.3.2.

- Le niveau $NOBUSY_e-$ assure que la coïncidence " $\mu\gamma$ " n'a été précédée par aucun électron dans le germanium $(G_t \cdot 3)$ depuis $120 \mu s$. Le passage des électrons dans le germanium est en effet responsable d'impulsions de grande amplitude dont le retour au niveau de base est donc long ($> 100 \mu s$).

²La "levée" d'un niveau est son passage de 0 à 1.

- Le niveau $NOBUSY_\gamma$ assure que la coïncidence “ $\mu\gamma$ ” n’a été précédée par aucun rayon γ dans le germanium (G_t) depuis $20 \mu s$.

2.2.5 Sources de bruit de fond

Parmi les différentes sources de bruit de fond du spectre γ , le circuit électronique permet d’en identifier deux importantes : le *bremsstrahlung* des électrons e_{13} et les seconds muons μ_{sec} .

Electrons : e_{13}

Une majorité (95%) des muons capturés dans le bore se désintègrent et émettent donc un électron. La détection dans le cristal de germanium du *bremsstrahlung* de ces électrons est une contribution importante au bruit de fond du spectre des rayons γ . La détection de ces électrons par les détecteurs #1 ou #3, ($1_L \cdot \bar{1}_H + 3$), s’ils arrivent en coïncidence avec la fenêtre de mesure, c’est-à-dire après le “ μ_{STOP} ”, lève un niveau dans le registre d’entrée identifiant un événement de type “ μe_{13} ”. Ce registre sera utilisé lors de l’analyse pour rejeter les événements “ $\mu\gamma$ ” pour lesquels un “ μe_{13} ” a été détecté (voir paragraphe 3.3.2).

Une fenêtre de lecture, synchronisée avec les signaux analogiques correspondants, 1_E ou 3_E , est également envoyée vers l’ADC $_{e_{13}}$.

Seconds muons : μ_{sec}

Un second muon, arrêté dans la cible ou dans les matériaux voisins après celui responsable du “ μ_{STOP} ”, risque de provoquer l’émission d’un rayon γ qui ne sera donc plus corrélé au “ μ_{STOP} ”. Les événements “ $\mu\gamma$ ” accompagnés d’une coïncidence “ $\mu\mu_{sec}$ ”, entre un second muon (1_H) et la fenêtre de mesure, seront rejetés lors de l’analyse. L’occurrence d’un “ $\mu\mu_{sec}$ ” lève également un niveau dans le registre d’entrée.

2.2.6 Electrons dans la fenêtre de mesure : μe_{45}

Un autre but de la mesure est l’étude de la distribution temporelle des électrons de désintégration des muons capturés dans le ^{11}B . Un signal venant du télescope latéral (4·5), détecté en coïncidence avec la fenêtre de mesure, est identifié comme un événement électron “ μe_{45} ”. Toute coïncidence (4·5) est suivie d’un temps mort de $12 \mu s$, justifié dans le paragraphe 2.2.1. Les événements “ μe_{45} ” physiquement simultanés avec le “ μ_{STOP} ” sont retardés dans la fenêtre de mesure afin de permettre, comme pour le spectre des rayons γ , la mesure du bruit de fond non corrélé dans les temps négatifs.

L’occurrence d’un événement “ μe_{45} ” a les implications suivantes.

- Levée du niveau “ μe_{45} ” dans le registre d’entrée.
- Arrêt de la mesure du temps par le TDC.

Les informations du registre d'entrée permettront d'éliminer systématiquement, lors de l'analyse, les événements pour lesquels à la fois un " μe_{45} " et un " $\mu\gamma$ " ont été détectés. De cette manière, la mesure simultanée de ces deux spectres n'affecte que les taux de chacun de ces types d'événements, mais en aucun cas leur distribution temporelle dans la fenêtre de mesure.

2.2.7 Cycle de mesure

La détection d'un " μ_{STOP} " déclenche un cycle de mesure qui ne se terminera qu'après le traitement de toute l'information physiquement corrélée avec le muon arrêté. Ceci justifie le système de *VETO* par le monostable " μ_{STOP} " — voir paragraphe 2.2.3. L'ensemble des signaux logiques est traité par des modules NIM. Des modules CAMAC permettent la mesure des temps — TDC — et des énergies — SADC, ADC_{μ} , $ADC_{e_{13}}$.

La fin du cycle dépendra de l'occurrence d'un événement " μe_{45} " ou " $\mu\gamma$ ", celle-ci est testée après un délai de 250 ns suivant la fermeture de la fenêtre de mesure.

Dans le cas où aucun événement de ce type n'a été détecté, un signal de réinitialisation rapide ("fast clear") est envoyé vers le TDC, ainsi que vers les ADC_{μ} et $ADC_{e_{13}}$. Après un délai supplémentaire de 2 μs , un signal de remise à zéro ("reset") est appliqué aux monostables du circuit. En particulier, ceci signifie que, à ce moment, le *VETO* en amont du circuit logique est levé. Un cycle de mesure durant lequel aucun événement n'a été mesuré correspond à un temps mort d'approximativement 12 μs .

Par contre, si un événement a été observé, un signal ("strobe") est appliqué au registre d'entrée qui échantillonne alors l'état de ses différents niveaux d'entrée. Il s'en suit la lecture des différents modules CAMAC. Celle-ci est gérée par un processeur VME (Motorola MVME 167) relié au contrôleur CAMAC via un interface CBD 8210. En fin de lecture, un signal de remise à zéro des différents monostables est envoyé via le registre de sortie. La durée d'un cycle de mesure comprenant la lecture des différents modules CAMAC correspond à un temps mort d'approximativement 170 μs .

Les données sont accumulées en blocs de 224 événements (8kB). Ces blocs sont régulièrement transférés vers une station de travail (Sun, Sparc-Solaris) sur laquelle tourne le programme de monitoring. Ils sont également transférés vers un lecteur de bandes Exabytes sur lesquelles sont enregistrées les données.

2.2.8 Echelles

Une horloge de 1 Mhz permet la mesure du temps réel. Deux échelles ("scaler", module CAMAC, LRS 2551, 12 entrées) mesurent le nombre de signaux à différents endroits du circuit. L'information contenue par ces échelles est lue et enregistrée à la fin de chaque bloc. Ces compteurs permettent de déduire des taux moyens, tels que présentés à titre d'exemple dans le tableau 2.1. Les différents symboles utilisés sont définis dans ce chapitre.

Tableau 2.1: Taux typiques de quelques compteurs.

Compteur	Taux (s^{-1})	Compteur	Taux (s^{-1})	Compteur	Taux (s^{-1})
1_H	16940	μ_{sec}	3450	μe_{45}	264
2	12124	G_t	4853	$1_L \cdot \bar{1}_H + 3$	10125
3	8574	$G_t \cdot \bar{3}$	1514	μe_{13}	5056
1_H^{upd}	12125	$G_t \cdot \bar{3}^{upd}$	1482	événements	677
$1_H \cdot 2$	10596	$\mu\gamma$	419	temps mort	0.22
μ_{STOP}	8863	$4 \cdot \bar{5}$	369		

Chapitre 3

Analyse

Dans ce chapitre, nous détaillons l'analyse simultanée de spectres des rayons γ et des électrons, mesurés au moyen du dispositif expérimental décrit dans le chapitre 2. Les différentes étapes présentées sont essentiellement l'évaluation du bruit de fond des rayons γ , l'évaluation du bruit de fond des électrons, et enfin la discussion de l'ajustement de la modélisation théorique au signal.

3.1 Données et méthode

Les données analysées ont été accumulées sur une période totale d'environ 132 heures de faisceau. Nous avons défini, dans le chapitre 2, les niveaux du registre d'entrée. Ceux-ci permettent de classer les différents types d'événements.

Dans le cas des rayons γ , nous nous intéressons aux événements répondant aux critères suivants : occurrence d'un " μ_{STOP} ", et d'une coïncidence " $\mu\gamma$ ", présence des signaux $NOBUSY_{e^-}$ et $NOBUSY_{\gamma}$. Ces conditions sont exclusives, c'est-à-dire qu'elles signifient en outre que ces événements ne sont accompagnés par aucune coïncidence " μe_{13} ", " $\mu\mu_{sec}$ ", ou encore " μe_{45} ". Les événements remplissant cet ensemble de conditions peuplent l'histogramme bidimensionnel "énergie-temps" présenté à la figure 3.1. L'évolution temporelle du taux d'émission des rayons γ émis à 320 keV, produits de la désintégration du $^{11}\text{Be}^*$, sera extraite de cet histogramme et constitue le signal à analyser.

Les événements peuplant le spectre temporel des électrons, présenté à la figure 3.2, répondent aux conditions exclusives suivantes : occurrence d'un " μ_{STOP} ", d'une coïncidence " μe_{45} ". De ce fait, la présence de coïncidences " $\mu\gamma$ ", " μe_{13} ", ou " $\mu\mu_{sec}$ " est exclue. Remarquons que la logique du circuit électronique est telle que l'absence de coïncidence " $\mu\gamma$ " implique l'absence des niveaux $NOBUSY_{e^-}$ et $NOBUSY_{\gamma}$; ces derniers n'interviennent donc pas dans la sélection des événements " μe_{45} ".

Rappelons que, comme discuté au paragraphe 1.3.2, et si on se réfère aux équations (1.36) et (1.37), il apparaît que, outre les normalisations N_{320} et N_e , quatre paramètres sont à déterminer : λ^+/λ^- , R , $\Delta\lambda$, et λ_D^- . La distribution temporelle des rayons γ à 320 keV est sensible aux valeurs de R et λ^+/λ^- si les valeurs de $\Delta\lambda$ et λ_D^- sont contraintes par ailleurs. Cette contrainte peut être imposée par l'ajustement de l'équation (1.36) au signal électron simultanément à l'ajustement de l'équation (1.37) au signal γ . Par "signal", nous

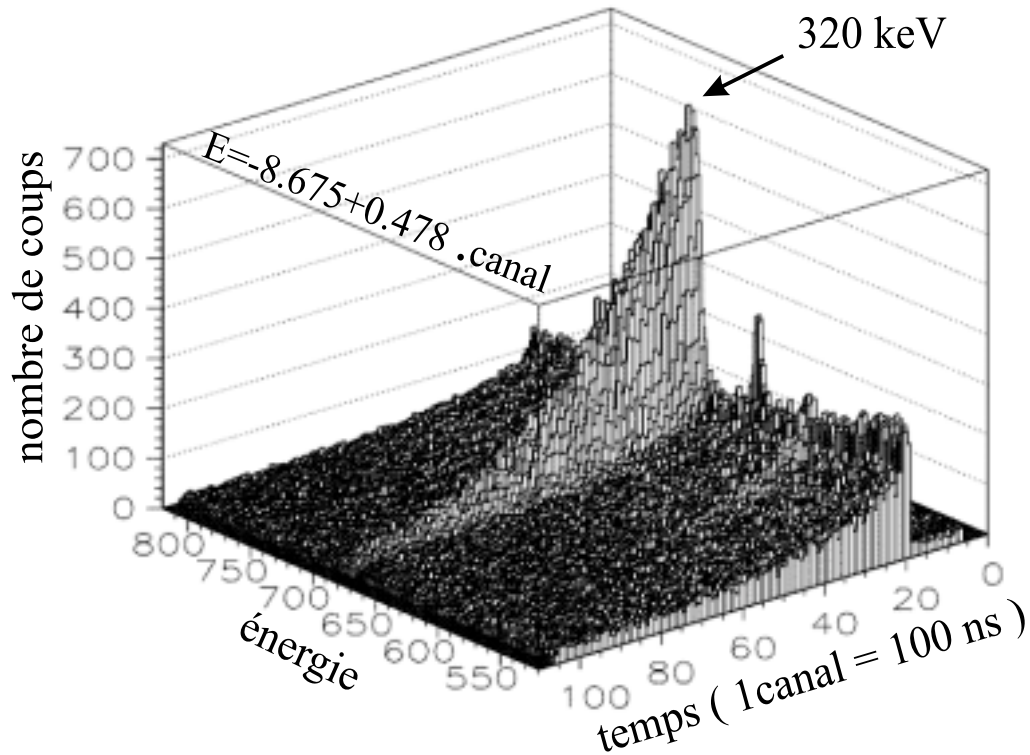


Figure 3.1: Histogramme bidimensionnel “énergie-temps” présentant la distribution des rayons γ du signal et du bruit de fond dans la région de 320 keV. Registre d’entrée: $\mu_{STOP} \cdot \mu_{\gamma} \cdot NOBUSY_{e-} \cdot NOBUSY_{\gamma} \cdot (\mu_{e_{13}} + \mu_{\mu_{sec}} + \mu_{e_{45}})$.

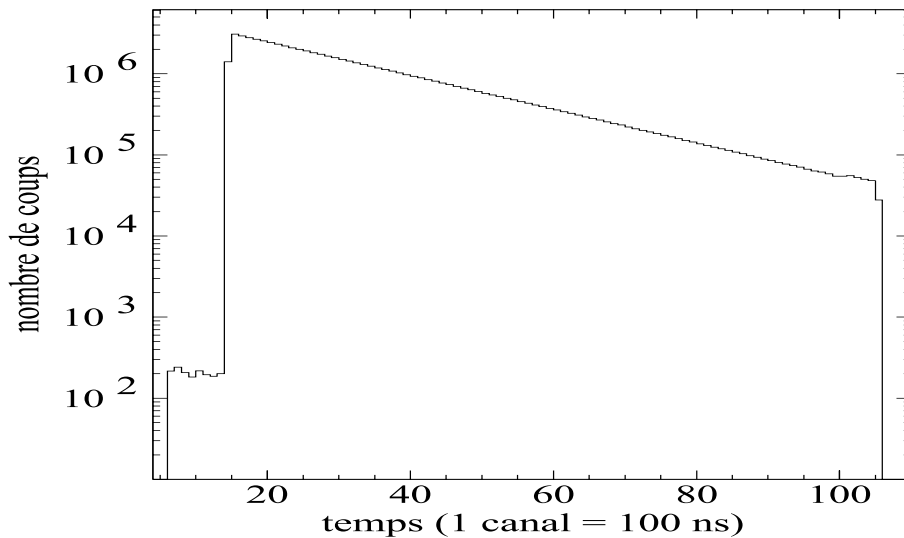


Figure 3.2: Spectre temporel des électrons détectés dans le télescope latéral. Registre d’entrée : $\mu_{STOP} \cdot \mu_{e_{45}} \cdot (\mu_{e_{13}} + \mu_{\mu_{sec}} + \mu_{\gamma})$. Cet histogramme ne sera pas utilisé au-delà du 96^{ème} canal, laissant la structure apparaissant dans les derniers canaux sans conséquence.

entendons la distribution mesurée des événements après soustraction du bruit de fond.

L’ajustement de toute théorie au spectre des rayons γ nécessite sa convolution par la fonction de réponse temporelle du détecteur. La mesure de la distribution temporelle des rayons x du Mg nous permettra de déterminer celle-ci.

Il apparaît sur la figure 3.1 que le pic contenant le signal γ à 320 keV se dresse au-dessus d’une “nappe” d’événements de bruit de fond répartis dans les canaux en énergie et en temps. L’évaluation du bruit de fond sous le signal est basée sur une interpolation du bruit de fond évalué autour du pic.

Une mesure annexe des rayons x émis lors de la capture de μ^- dans la cible nous a permis d’évaluer l’importance et la nature du bruit de fond du spectre des électrons.

Les trois points que nous venons d’évoquer constituent les trois étapes principales de l’analyse. Elles seront développées successivement dans les paragraphes suivants de ce chapitre.

3.2 Fonction de réponse temporelle γ

Suite à la capture atomique du muon, celui-ci cascade vers le niveau fondamental (1s) de l’atome. Cette cascade s’accompagne de l’émission de rayons x dits muoniques. Le laps de temps entre l’arrivée du muon dans la cible et son arrivée dans l’état 1S est de l’ordre de 10^{-9} s [Muk77]. A l’échelle de temps des processus étudiés — désintégration du muon et capture nucléaire —, nous pouvons dès lors faire l’hypothèse de la simultanéité de l’arrivée du muon dans la cible, de sa capture atomique, et de l’émission des rayons x. La mesure de la distribution temporelle de ces rayons x constitue donc une mesure de la réponse en temps à la fois du détecteur germanium et de l’électronique qui le suit.

Nous déduirons la fonction de réponse temporelle à 320 keV de l’interpolation entre les distributions normalisées de rayons x aux énergies entourant ce pic.

3.2.1 Mesures

Une cible de Mg a été exposée au faisceau de muons dans la même géométrie compacte que celle décrite dans le paragraphe 2.1. Il existe deux mesures du spectre du Mg. La première est antérieure à l’exposition de la cible de ^{nat}B : mesure “A”. La seconde lui est postérieure : mesure “P”.

Ces mesures de la distribution temporelle des rayons x avec une cible de Mg sont réalisées dans des conditions similaires aux conditions de mesures pour la cible de ^{nat}B . D’une part, le taux moyen de rayons γ détectés dans le germanium est du même ordre de grandeur pour les deux expériences : 5000 s^{-1} pour la cible de ^{nat}B , 5000 s^{-1} (“A”) et 7500 s^{-1} (“P”) pour la cible de Mg. D’autre part, le bruit de fond ambiant dû au faisceau est présent pour les deux cibles. Mais surtout, les événements considérés satisfont aux mêmes conditions sur le registre d’entrée. Entre autres, les conditions $NOBUSY_\gamma$ et $NOBUSY_{e^-}$ assurent pour les deux expériences que les événements considérés sont mesurés par un détecteur “calme”.

Les événements sont également rassemblés dans un histogramme “énergie-temps”. La dimension “énergie” permet la sélection des événements correspondants aux rayons x dont nous devons étudier la distribution temporelle.

Une théorie convoluée par la fonction de réponse temporelle sera comparée à des données expérimentales rassemblées par canaux de 100 ns. Toutefois, étant donné la non-commutativité du regroupement des canaux et de la convolution, et donc afin de favoriser un meilleur ajustement des données, nous effectuerons le regroupement des canaux de la théorie après la convolution. Ceci justifie l’étude de la fonction de réponse à une résolution maximale de $\Delta t = 1.25$ ns.

Les rayons x muoniques du Mg sont émis aux énergies suivantes [Eng74] : 296.40(20) keV, 353.50(30) keV, 372.50(30) keV, 382.00(30) keV. Nous étudierons la distribution temporelle des événements à 296.4 keV et 372.5 keV, ces énergies encadrant la région de 320 keV dans laquelle il est nécessaire de connaître la fonction de réponse temporelle. La présence d’une composante de long temps de vie sous le pic de 353.5 keV rend celui-ci inutilisable.

3.2.2 Réponse temporelle à 296.4 keV et 372.5 keV

Pour chacune des mesures — “A” et “P” —, le bruit de fond est évalué sous chacun des pics par interpolation linéaire entre ses valeurs sur les côtés du pic, et ce de façon indépendante dans chacun des canaux en temps ($\Delta t = 1.25$ ns).

La comparaison des distributions obtenues après soustraction du bruit de fond permet de montrer, avec une précision de $\Delta t = 1.25$ ns, l’absence de dérive de la position du

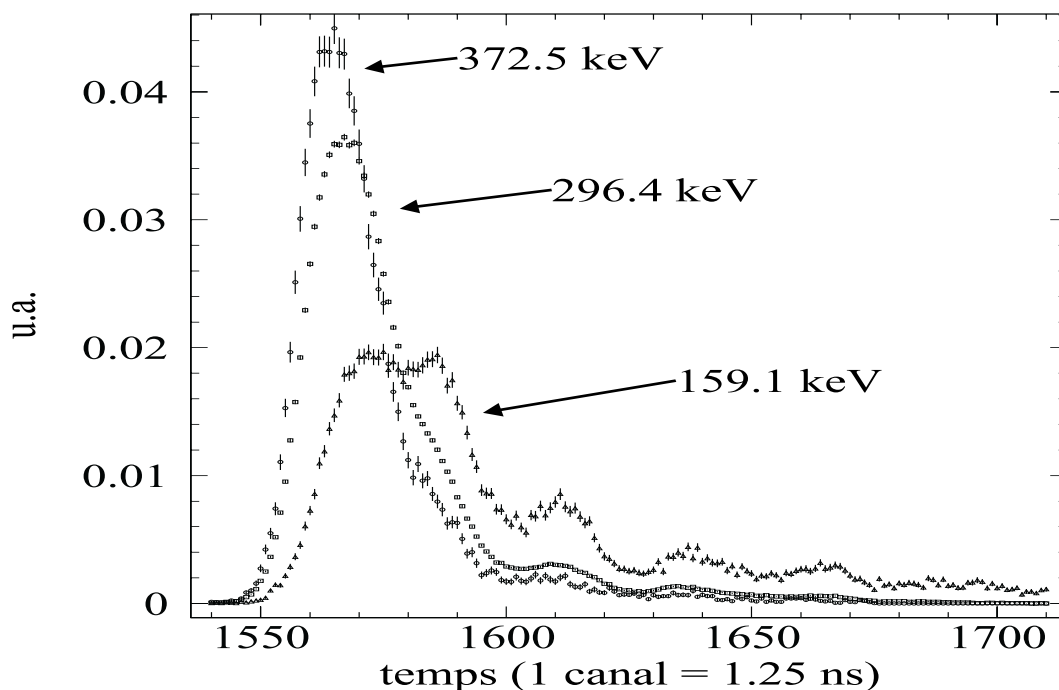


Figure 3.3: *Fonctions de réponse temporelle normalisées, à 159.1 keV, 296.4 keV, et 372.5 keV.*

canal t_0 entre les deux mesures. Un plateau est observé devant le pic dans la fonction de réponse, la figure 3.4 l’illustre à 320 keV. Il apparaît que la fraction d’événements contenus dans ce plateau a varié entre la mesure “A” et la mesure “P”. Nous commenterons ce point dans le paragraphe suivant. Ceci mis à part, ces distributions sont similaires et leurs sommes correspondent donc aux distributions temporelles des rayons x respectivement à 296.4 keV et 372.5 keV.

A chacune de ces énergies, des bornes temporelles définissent la région hors de laquelle le nombre de coups mesurés est nul dans les barres d’erreur. Les distributions considérées entre ces bornes, et normalisées à l’unité, sont alors les fonctions de réponse temporelle à 296.4 keV et 372.5 keV (voir figure 3.3). L’étude d’un rayon x de l’oxygène a permis de déduire, en suivant une analyse telle que celle décrite ci-dessus, la fonction de réponse à 159.1 keV.

Les “bosses”, observées à intervalles réguliers d’environ 35 ns sur la partie descendante des distributions, et cela indépendamment de l’énergie considérée, peuvent être expliquées par des réflexions de signaux. Enfin, la figure 3.3 confirme et illustre l’élargissement de la fonction de réponse temporelle lorsque l’énergie diminue.

3.2.3 Réponse temporelle en fonction de l’énergie

Nous déduisons la réponse temporelle $f_E(t)$ à une énergie E par l’interpolation linéaire des fonctions de réponse temporelle $f_{296}(t)$, à 296.4 keV, et $f_{372}(t)$, à 372.5 keV :

$$f_E(t) = f_{296}(t) + \left(\frac{ch_E - ch_{296}}{ch_{372} - ch_{296}} \right) \cdot (f_{372}(t) - f_{296}(t)) . \quad (3.1)$$

Les canaux $ch_{296} = 639$ et $ch_{372} = 798$ correspondent aux centroïdes (centroïde \equiv premier moment) des pics respectivement à 296.4 keV et 372.5 keV. Ceux-ci sont calculés, après soustraction du bruit de fond, avec une erreur inférieure à un canal. La largeur typique des pics de rayons x est FWHM $\simeq 4$ canaux $\simeq 2$ keV. Le canal ch_E correspond au canal central du groupe de dix canaux de 0.477 keV dans lequel la fonction de réponse doit être déterminée.

Nous négligeons la dérive d’un canal en énergie, soit 0.477 keV, mesurée entre les mesures “A” et “P”. Nous utiliserons en effet une même fonction de réponse pour des tranches en énergie de dix et vingt canaux, négligeant de ce fait la variation de la fonction de réponse sur 10 keV.

La figure 3.4 présente la distribution obtenue au canal $ch_E = ch_{320} = 689$, centroïde du pic centré à 320 keV et contenant le signal. Cette distribution sera utilisée pour convoluer la description théorique du signal. Les barres d’erreur proviennent de la propagation dans l’équation (3.1) des erreurs statistiques sur les distributions $f_{296}(t)$ et $f_{372}(t)$.

Le plateau précédant le pic, illustré à la figure 3.4, est resté inexpliqué. Toutefois, aucun argument ne permet d’exclure cette partie de la distribution de la fonction de réponse. La distribution énergétique des événements de ce plateau est similaire à la distribution des événements dits prompts — du canal 1540 au canal 1700, dans les “temps positifs”. Ceci confirme la corrélation de ces événements avec la capture des muons. Ce plateau ne peut

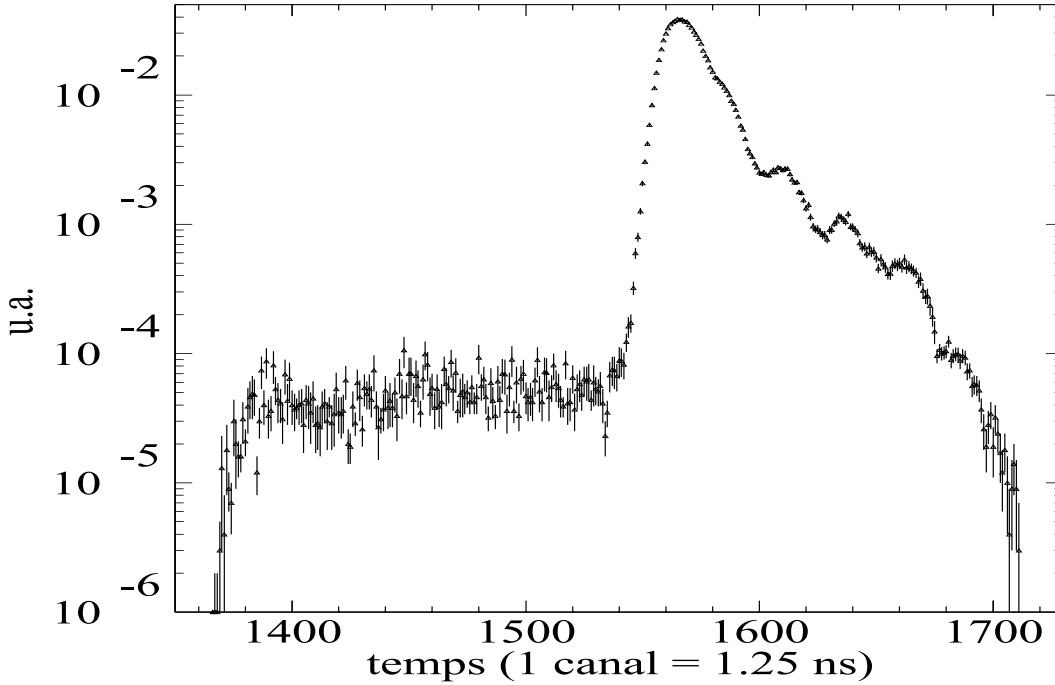


Figure 3.4: *Fonction de réponse temporelle normalisée, à 320 keV.*

pas non plus être expliqué par une mauvaise classification des événements — inefficacité éventuelle des registres μe_{13} , $\mu\mu_{sec}$, NOBUSY. Enfin, l’importance de ce plateau relativement à l’ensemble des événements de la fonction de réponse est de l’ordre du pourcent. Ce rapport semble dépendre du taux de rayons γ détectés par le détecteur germanium. En effet, indépendamment de l’énergie, ce rapport est de l’ordre de 0.5% pour la mesure “A”, et de l’ordre de 1.5% pour la mesure “P”. Rappelons que les taux moyens de rayons γ dans le germanium pour les mesures “A” et “P” sont respectivement de 5000 s^{-1} et 7500 s^{-1} . En dépit de cette dépendance, nous avons sommé les résultats de ces deux mesures, et nous avons inclus le plateau dans la fonction de réponse. La sensibilité des résultats de l’expérience à la présence de ce plateau sera discutée dans le paragraphe 3.6.2.

3.3 Bruit de fond des rayons γ

3.3.1 Description bidimensionnelle du bruit de fond

Le signal à extraire est contenu dans le pic apparaissant à 320 keV dans la figure 3.1. Nous construisons une “nappe”, $bkg(E, t)$, décrivant de façon phénoménologique à la fois l’évolution en temps et en énergie du bruit de fond. Les paramètres de ces dépendances sont déterminés par ajustement de la fonction bidimensionnelle $bkg(E, t)$ aux données de part et d’autre du pic.

Nous définissons onze intervalles en énergie regroupant chacun dix canaux larges de 0.477 keV (figure 3.5). L’argument E de la fonction $bkg(E, t)$ désigne dès lors l’indice inférieur du premier des dix canaux d’un groupe. Ce regroupement de canaux est nécessaire pour obtenir une statistique suffisante à la détermination du bruit de fond, et cela

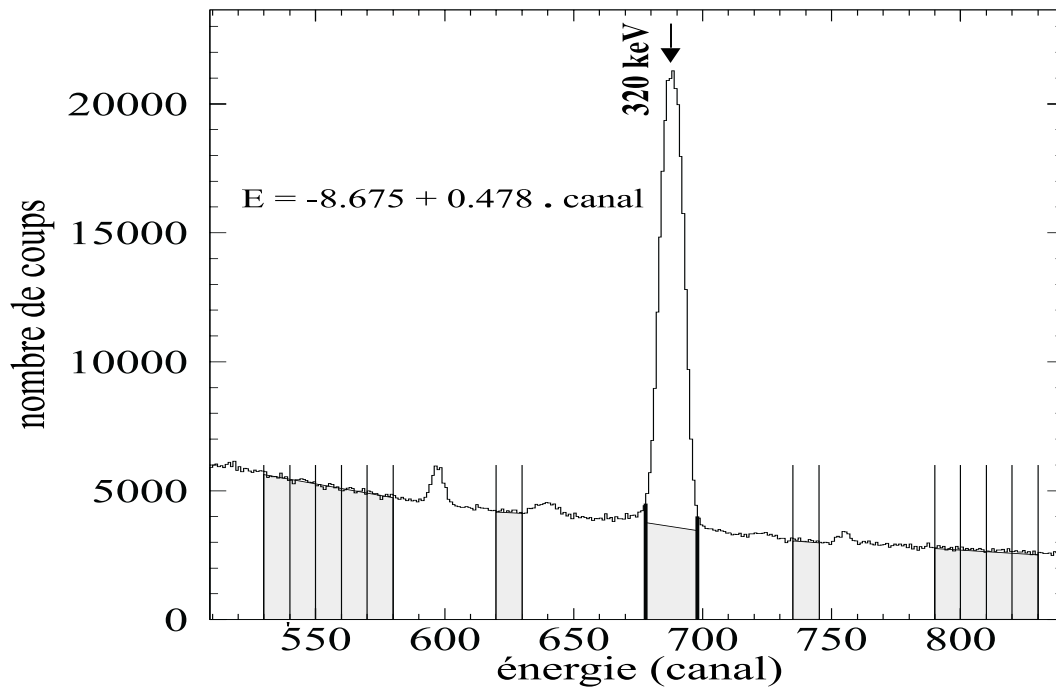


Figure 3.5: *Distribution en énergie, après intégration sur la fenêtre de mesure de 10 μ s. Les onze régions définies ici serviront à l'étude du bruit de fond. Les lignes en gras délimitent la région énergétique autour de 320 keV de laquelle nous extrairons le signal.*

plus spécifiquement pour des temps plus tardifs. Le nombre de canaux à regrouper est limité par la largeur du pic contenant le signal, et il peut donc atteindre un maximum de vingt. Le choix de ces canaux a été guidé par la nécessité de couvrir une zone suffisamment grande de part et d'autre du pic. L'ajustement du bruit de fond sur un grand nombre de distributions assure une indépendance des résultats à d'éventuels écarts locaux au comportement monotone décrit par la théorie. Nous avons toutefois rejeté les régions dans lesquelles apparaissent de façon significative d'autres composantes que le bruit de fond. Les indices inférieurs des intervalles choisis sont les suivants : 530, 540, 550, 560, 570, 618, 735, 790, 800, 810, 820. Nous définissons l'intervalle contenant le signal comme le regroupement de 20 canaux à partir de l'indice inférieur 678 (voir figure 3.5). A chacun de ces intervalles correspond un spectre temporel. C'est l'ajustement simultané de ces 12 spectres temporels qui contraindra les paramètres de $bk g(E, t)$, et donc les valeurs de cette fonction sous le pic.

Cette méthode introduit une corrélation entre les dépendances en énergie et en temps de la fonction $bk g(E, t)$. En effet, la dépendance en énergie dans un canal temporel est contrainte par la dépendance en énergie dans les autres canaux temporels. De même, la dépendance temporelle dans un canal en énergie est contrainte par la dépendance temporelle dans les autres canaux en énergie. Cela permet notamment une détermination précise du bruit de fond aux temps tardifs, en dépit de la plus faible statistique peuplant ces canaux.

Avant de décrire les évolutions en temps et en énergie de ce bruit de fond, nous commentons la figure 3.5. Trois pics apparaissent de part et d'autre du pic à 320 keV. Le premier, autour du canal 595, correspond aux rayons γ émis à 276.7 keV, suite à la

capture de muons par l'oxygène : $\mu^- + {}^{16}\text{O}(0^+) \rightarrow {}^{16}\text{N}(1^-) + \nu_\mu$. Cette contribution à 276.7 keV décroît exponentiellement avec le temps de vie du muon dans ${}^{16}\text{O}$, soit 1.812 μs [Gui79]. Elle peut être observée dans la figure 3.1. Le pic apparaissant autour du canal 640 rassemble vraisemblablement des rayons x muoniques (2p-1s) du Mg à 296.40(20) keV [Eng74]. Il existe en effet des traces de Mg (2 ppm) dans la cible. Cette composante prompte (voir figure 3.1) se superpose toutefois à une composante de long temps de vie de faible amplitude, qui n'a pas été identifiée. Le pic apparaissant autour du canal 755 n'a pas non plus été identifié. Bien que situé à l'énergie des rayons x (3p-1s) du Mg, il semble évoluer avec un long temps de vie, et apparaît également dans le spectre en énergie des non corrélés (voir figure 3.7).

Evolution en temps du bruit de fond

La figure 3.6 illustre la dépendance temporelle typique du bruit de fond. A une énergie E_0 donnée, trois composantes sont nécessaires pour décrire la distribution temporelle mesurée. La fonction $bk g(E_0, t)$ désigne la somme de ces trois termes et s'exprime comme suit :

$$bk g(E_0, t) = \begin{cases} c'(E_0) & \text{si } t < 0 \\ c(E_0) + a(E_0) \cdot e^{-t/\tau_a} + b(E_0) \cdot e^{-t/\tau_b} & \text{si } t \geq 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Il est intéressant de nous attarder à la compréhension de chacun des termes de cette équation, même si, strictement parlant, une description phénoménologique du bruit de fond est suffisante à l'extraction du signal.

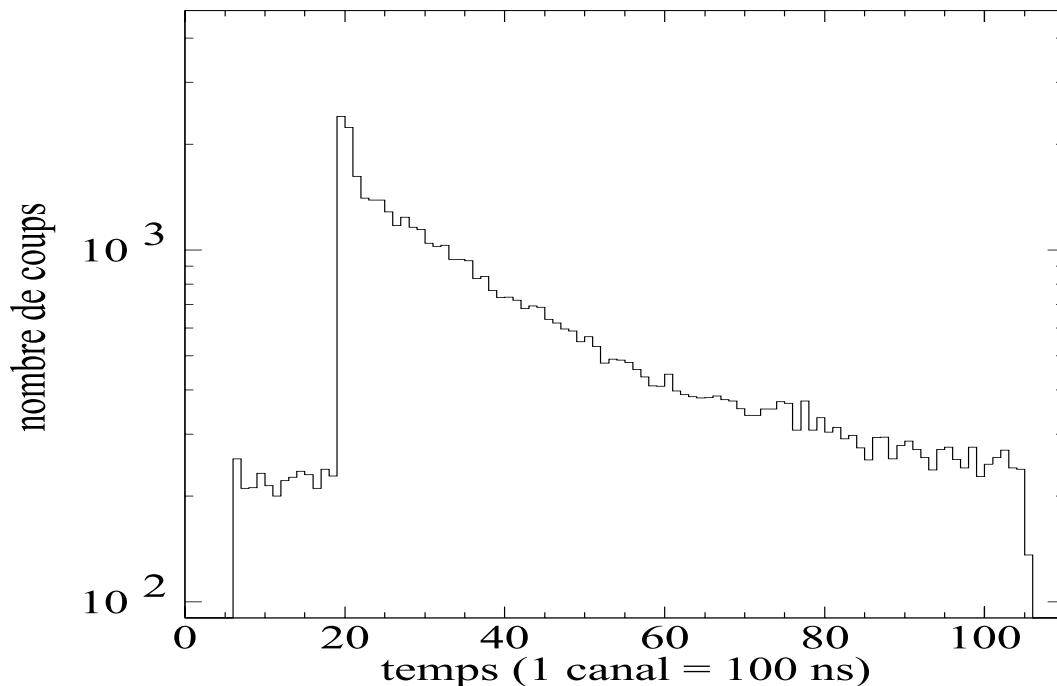


Figure 3.6: A titre d'exemple, distribution temporelle de la région énergétique entre les canaux 540 et 550. Les différentes composantes de la distribution temporelle des événements du bruit de fond apparaissent : constante, exponentielle de court temps de vie, exponentielle de long temps de vie.

- $c(E_0)$: Nous observons dans les temps négatifs une composante correspondant aux événements non corrélés (voir figure 3.6). Les équations (2.3) et (2.6) nous apprennent plusieurs choses. D’une part, la distribution des événements non corrélés est uniforme dans les “temps négatifs” ($c'(E_0)$). D’autre part, dans les “temps positifs”, les événements non corrélés sont distribués suivant la somme d’une constante ($c(E_0) < c'(E_0)$) et d’une somme d’exponentielles. En effet, les événements corrélés étant distribués suivant des exponentielles décroissantes dans le temps, des exponentielles de même temps de vie se retrouveront donc dans la distribution des événements non corrélés. Leur somme sera comprise dans la description phénoménologique de la décroissance exponentielle du bruit de fond (voir les deux termes ci-dessous).

- $a(E_0) \cdot e^{-t/\tau_a}$: L’empilement du “Compton” de différents rayons γ constitue le bruit de fond de long temps de vie. Cette contribution comprend notamment le spectre “Compton” de rayons γ émis suite à la capture du muon par $^{11}\text{B}(\mu^-, n)^{10}\text{Be}^*(3.368 \text{ MeV})$, ou suite à la capture du muon directement par le ^{10}B . Le taux d’émission de ces rayons γ suit donc une décroissance de temps de vie proche de celui du muon dans le ^{11}B .

- $b(E_0) \cdot e^{-t/\tau_b}$: Une composante de court temps de vie apparaît dans les premiers canaux des “temps positifs”. L’origine de cette composante n’a pas été identifiée de façon certaine. Consacrons quelques lignes à une tentative d’explication de cette composante de court temps de vie.

Utilisant une résolution maximale de $\Delta t = 1.25 \text{ ns}$ pour les données et la fonction de réponse, nous avons montré que ce court temps de vie est de l’ordre de $\tau_b = 15 \text{ ns}$. Ce temps est beaucoup trop court pour correspondre au temps de vie du muon dans quelque élément que ce soit. Une hypothèse d’explication serait d’attribuer ces événements au “Compton” d’un (de) rayon(s) x . N’ayant pas été observé(s), ce(s) rayon(s) x devrait(ent) avoir été émis au-delà de 3.9 MeV ($Z \sim 55$), limite supérieure du spectre en énergie mesuré. Dans cette hypothèse, cette exponentielle décrirait un élargissement de la fonction de réponse pour les événements “Compton” par rapport à la fonction de réponse pour les événements du photopic. En moyenne, les événements du “Compton” et du photopic sont localisés différemment dans le cristal de germanium. Le signal collecté est donc différent. Cet “élargissement de la fonction de réponse dans le Compton” a également été observé en comparant le photopic d’une coïncidence $\beta\gamma$ — utilisant une source ^{152}Eu — et la composante prompt du bruit de fond voisin.

Evolution en énergie du bruit de fond

Les amplitudes $a(E)$, $b(E)$, et $c(E)$, des différents termes de l’équation (3.2) dépendent de l’énergie. Leur décroissance, clairement non linéaire, est décrite comme suit :

$$a(E) = a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^2, \quad (3.3)$$

$$b(E) = b_0 \cdot e^{-b_1 \cdot E}, \quad (3.4)$$

$$c(E) = c_0 \cdot e^{-c_1 \cdot E}. \quad (3.5)$$

La décroissance de la composante dominante, $a(E)$, l’amplitude de la distribution de long temps de vie, suit un polynôme du second degré. L’utilisation d’une simple exponentielle pour décrire $a(E)$ mène à un ajustement de moins bonne qualité. Par contre, une exponentielle décroissante suffit pour décrire la dépendance des amplitudes $b(E)$ et $c(E)$.

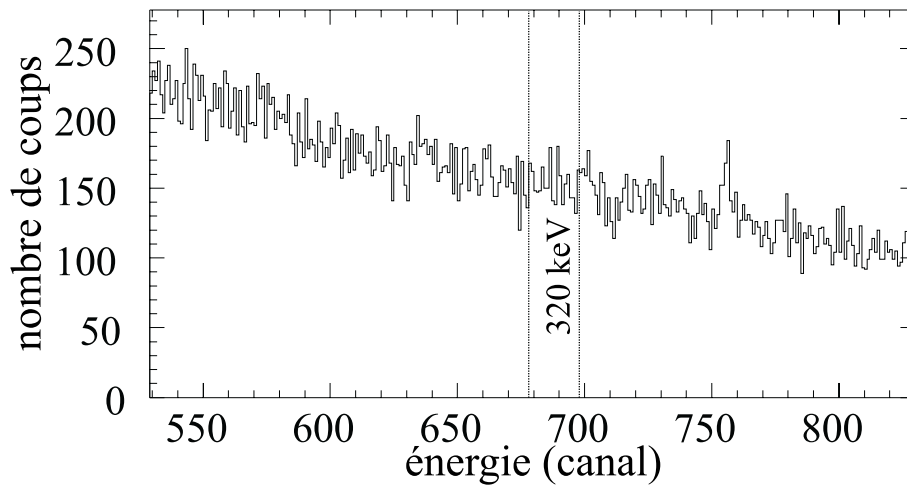


Figure 3.7: *Distribution en énergie des événements non corrélés avec l’ouverture de la fenêtre de mesure, après intégration sur les temps négatifs (canaux 8 à 17 de la figure 3.1). Les lignes verticales délimitent la région dans laquelle est observé le signal corrélé, signature de la capture du muon par le ^{11}B .*

Nous observons donc une augmentation du nombre de coups quand l’énergie diminue. Cet effet est la combinaison de l’augmentation de l’efficacité de détection jusqu’à 100 keV, et de l’empilement des “Compton” de différents rayons γ .

Cette description du bruit de fond suppose l’absence d’un signal autre que celui recherché dans le pic à 320 keV. Un argument *a posteriori* sera que la théorie hyperfine est suffisante à la description des données au-dessus du bruit de fond à cette énergie. En outre, quelques tests appuient la validité de cette hypothèse. Une mesure du bruit de fond naturel dans la zone expérimentale n’a pas mis en évidence une telle composante. Par ailleurs, une cible de PVC (matériau identique à la boîte de la cible) a été exposée au faisceau et aucun pic n’a été détecté à 320 keV. Enfin, aucun pic n’apparaît à cette énergie dans les événements non corrélés détectés dans les “temps négatifs” (voir figure 3.7).

L’apparition de rayons γ de 320 keV, non corrélés avec l’ouverture de la fenêtre de mesure, serait résultée de l’absence de contrôle des captures dans la cible avant l’ouverture de cette fenêtre. Ce problème est évité grâce à la mise en “update” du temps mort sur la ligne des signaux 1_H , correspondants au passage des muons à travers le détecteur #1. Cela assure en effet l’absence de muons, notamment dans la cible, pendant $10 \mu\text{s}$ avant l’ouverture d’une fenêtre. Ces arguments assurent la validité du caractère monotone de l’évolution en énergie des rayons γ non corrélés, hypothèse vérifiée expérimentalement par ailleurs (voir figure 3.7). Un tel pic en énergie, non corrélé en temps, peut par exemple être observé à 320 keV parmi les événements pour lesquels un second muon est détecté dans la fenêtre de mesure (voir figure 3.10).

3.3.2 Événements parasites et registre d’entrée

Les différents niveaux du registre d’entrée (voir paragraphe 2.2.5), μe_{13} , $\mu \mu_{sec}$, $NOBUSY_\gamma$, $NOBUSY_{e^-}$, jouent un rôle important dans l’identification et le rejet des événe-

ments du bruit de fond, permettant une amélioration importante du rapport signal sur bruit.

Le *bremsstrahlung* des électrons émis par la cible est identifié par le niveau μe_{13} du registre d'entrée. Comme l'illustre la figure 3.8, ces événements constituent 80% du bruit de fond.

L'absence du niveau $NOBUSY_{e^-}$ implique le rejet de l'événement qui a donc nécessairement été précédé par un électron dans le germanium dans les dernières 120 μs . L'empilement des signaux des rayons γ et des longues impulsions qui les ont précédés est responsable d'une asymétrie dans la fonction de réponse en énergie (voir figure 3.9). Le rejet de ces événements permet une meilleure séparation de pics voisins, et donc une soustraction du bruit de fond plus aisée.

Dans le même but de ne considérer que les événements détectés dans un germanium "calme", le niveau $NOBUSY_{\gamma}$ permet d'éliminer la très faible fraction des événements précédés par un autre rayon γ dans les dernières 20 μs . Cette contribution au bruit de fond est seulement de l'ordre du pourcent.

Enfin, la capture d'un second muon durant la fenêtre de mesure de 10 μs est signée par le niveau $\mu\mu_{sec}$. La corrélation possible entre le rayon γ détecté et ce second muon impose le rejet de cet événement. Il est important de souligner que ce rejet est indépendant du moment d'apparition du second muon dans la fenêtre de mesure. Il n'est donc pas susceptible d'introduire de biais dans le spectre temporel. Nous pouvons observer sur la figure 3.10 que cette condition permet de rejeter une dizaine de pourcents des événements du signal de distribution temporelle biaisée.

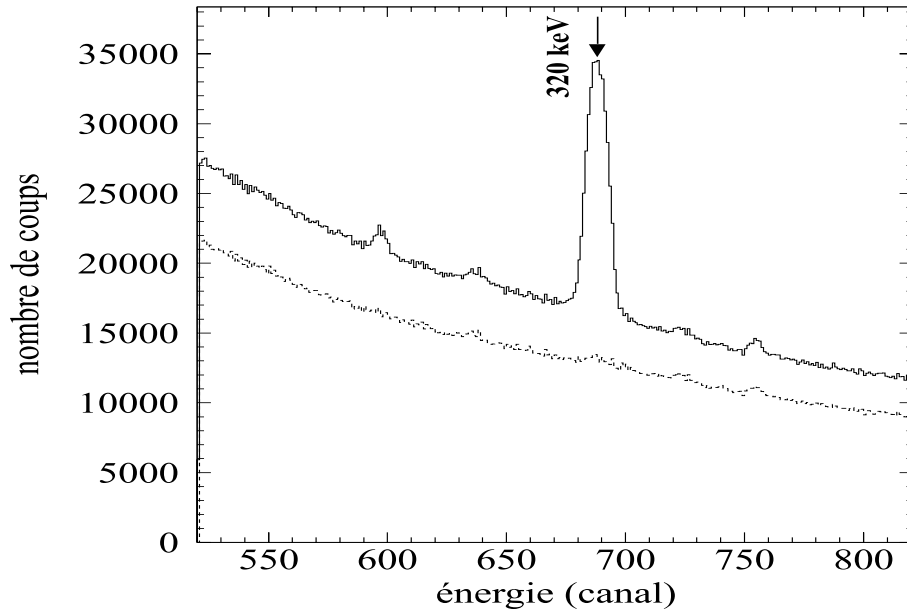


Figure 3.8: L'histogramme en continu contient les événements satisfaisant la condition exclusive $\mu_{STOP} \cdot \mu_{\gamma} \cdot NOBUSY_{\gamma} \cdot NOBUSY_{e^-} \cdot (\mu e_{13} + \overline{\mu e_{13}})$. L'histogramme en pointillés retient, parmi ces événements, uniquement ceux pour lesquels le niveau μe_{13} est présent. Ces distributions en énergie sont présentées après intégration sur l'entièreté de la fenêtre de mesure de 10 μs .

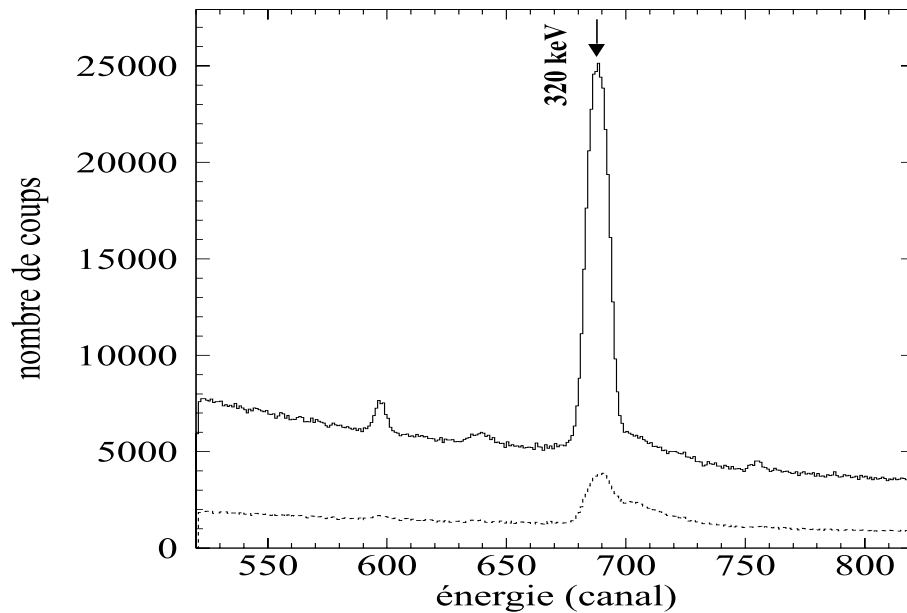


Figure 3.9: L'histogramme en continu contient les événements satisfaisant la condition exclusive $\mu_{STOP} \cdot \mu_{\gamma} \cdot NOBUSY_{\gamma} \cdot (NOBUSY_{e^{-}} + \overline{NOBUSY_{e^{-}}})$. L'histogramme en pointillés retient, parmi ces événements, uniquement ceux pour lesquels le niveau $NOBUSY_{e^{-}}$ est absent. Ces distributions en énergie sont présentées après intégration sur l'entièreté de la fenêtre de mesure de $10 \mu s$.

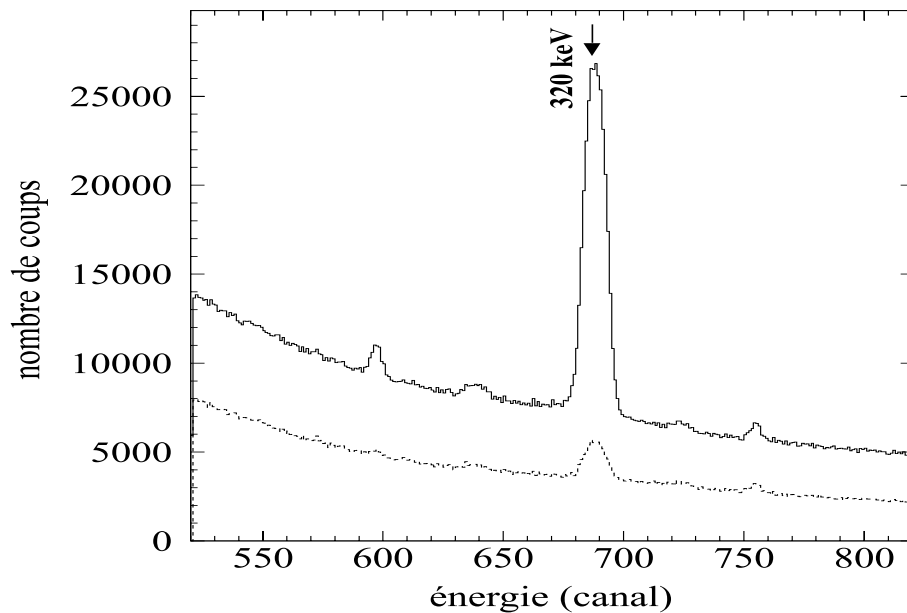


Figure 3.10: L'histogramme en continu contient les événements satisfaisant la condition exclusive $\mu_{STOP} \cdot \mu_{\gamma} \cdot NOBUSY_{\gamma} \cdot NOBUSY_{e^{-}} \cdot (\mu_{\mu_{sec}} + \overline{\mu_{\mu_{sec}}})$. L'histogramme en pointillés retient, parmi ces événements, uniquement ceux pour lesquels le niveau $\mu_{\mu_{sec}}$ est présent. Ces distributions en énergie sont présentées après intégration sur l'entièreté de la fenêtre de mesure de $10 \mu s$.

3.4 Bruit de fond des électrons

Les électrons détectés par le télescope latéral 4·5 (voir figure 2.1) proviennent de la désintégration des muons capturés dans le ^{11}B , mais également dans diverses impuretés présentes dans la cible ou dans son environnement immédiat. Le taux d'émission des électrons, produits de la capture dans un élément donné, suit une décroissance exponentielle avec un taux propre à cet élément. L'évaluation du bruit de fond du spectre électronique consiste à identifier la nature des impuretés, et donc le taux de décroissance correspondant, ainsi que l'amplitude de leur contribution au spectre électronique mesuré.

Une mesure annexe des rayons x muoniques de type K émis lors de la capture de muons dans la cible permettra cette évaluation du bruit de fond.

3.4.1 Méthode

Le nombre $N_{El}^{e^-}$ d'électrons émis suite à la capture de muons par un élément El donné est

$$N_{El}^{e^-} = N_{El}^{ca} \cdot P_{El}^{decay}, \quad (3.6)$$

où N_{El}^{ca} est le nombre de captures atomiques par cet élément, et P_{El}^{decay} est la probabilité de désintégration du μ^- dans l'atome muonique μEl , l'alternative étant la capture nucléaire. Suite à chaque capture atomique, un unique rayon x, dit muonique, est émis dans les raies K, caractéristiques de l'atome émetteur. Le nombre total de rayons x de type K émis correspond donc au nombre total de captures atomiques,

$$N_{El}^{ca} = \sum_{i=\alpha,\beta,\dots} N_{El}^{\gamma,K_i,émis}. \quad (3.7)$$

Le nombre $N_{El}^{\gamma,K_i,émis}$ de rayons x émis par une transition K_i ($i = \alpha, \beta, \dots$) dans l'atome El se déduit du nombre $N_{El}^{\gamma,K_i,dét}$ de rayons x détectés à l'énergie correspondante,

$$N_{El}^{\gamma,K_i,émis} = \frac{N_{El}^{\gamma,K_i,dét}}{\varepsilon_{K_i} \cdot (1 - P_{El}^{pile-up})}. \quad (3.8)$$

ε_{K_i} est l'efficience de détection dans le photopic des rayons γ à l'énergie de la transition K_i . Le calcul de cette efficience sera détaillé dans le paragraphe 3.4.3. $P_{El}^{pile-up}$ est la probabilité d'empilement de l'énergie du rayon x et de l'énergie déposée dans le détecteur par l'éventuel électron de désintégration du muon, ou par les produits de la capture nucléaire. Cette probabilité sera calculée dans le paragraphe 3.4.4.

La difficulté supplémentaire dans le cas du ^{11}B réside dans le fait que les rayons x du ^{11}B et du ^{10}B apparaissent à des énergies pratiquement identiques. Nous noterons le nombre de rayons x détectés à ces énergies $N_{natB}^{\gamma,K_i,dét}$, avec

$$N_{natB}^{\gamma,K_i,dét} = N_{^{10}B}^{\gamma,K_i,dét} + N_{^{11}B}^{\gamma,K_i,dét}. \quad (3.9)$$

Nous supposons, pour le bore, que la fraction F_{K_i} des captures atomiques donnant lieu à une transition K_i est indépendante de l'isotope considéré,

$$F_{K_i}^{^{11}B} = F_{K_i}^{^{10}B} = F_{K_i}. \quad (3.10)$$

Les masses réduites des systèmes $\mu^{10}\text{B}$ et $\mu^{11}\text{B}$ ne diffèrent en effet que d'environ 0.1%. Les spectres atomiques sont donc similaires.

Dès lors, le nombre d'électrons émis suite à la capture de muons dans le ^{11}B s'exprime comme suit :

$$N_{11\text{B}}^{e^-} = \left[\sum_{i=\alpha, \dots} \frac{N_{nat\text{B}}^{\gamma, K_i, dét}}{\epsilon_{K_i} \cdot [f_{11\text{B}}(1 - P_{11\text{B}}^{pile-up}) + f_{10\text{B}}(1 - P_{10\text{B}}^{pile-up})]} \right] \cdot f_{11\text{B}} \cdot P_{11\text{B}}^{decay}, \quad (3.11)$$

$f_{11\text{B}}$ et $f_{10\text{B}}$ étant les proportions isotopiques du ^{11}B et du ^{10}B dans le ^{nat}B [Tul95] :

$$f_{11\text{B}} = 0.801(2), \quad f_{10\text{B}} = 0.199(2). \quad (3.12)$$

Définissons, $\Pi_{El}^{e^-}$, la proportion relative d'électrons émis par un élément donné,

$$\Pi_{El}^{e^-} = \frac{N_{El}^{e^-}}{N_{11\text{B}}^{e^-}}. \quad (3.13)$$

A partir de l'équation (3.11), nous déduisons aisément la proportion relative d'électrons émis par le ^{10}B ,

$$\Pi_{10\text{B}}^{e^-} = \frac{f_{10\text{B}} \cdot P_{10\text{B}}^{decay}}{f_{11\text{B}} \cdot P_{11\text{B}}^{decay}}. \quad (3.14)$$

L'évaluation de cette proportion pour chacune des impuretés fera l'objet des quatre paragraphes ci-après. Elle nécessite l'évaluation de $N_{El}^{\gamma, K_i, dét}$, ϵ_{K_i} , et $P_{El}^{pile-up}$, ainsi que des erreurs statistiques et systématiques sur ces paramètres. Ces erreurs seront propagées dans le calcul final des proportions $\Pi_{El}^{e^-}$.

3.4.2 Sources de bruit de fond et rayons x : $N_{El}^{\gamma, K_i, dét}$

En vue de l'estimation du nombre de rayons x émis par chacune des transitions K_i , nous avons exposé la cible au faisceau en l'absence du blindage d'étain, et en géométrie compacte (voir figures 2.1 et 3.12). La seule condition posée sur l'état du registre d'entrée des événements considérés est la présence des deux niveaux μ_{STOP} et $\mu\gamma$, indépendamment de l'état des autres niveaux du registre. La figure 3.11 présente la distribution des rayons γ détectés dans la région en énergie où se trouvent les seuls pics d'importance significative. Dans le but de diminuer le bruit de fond sous ces pics, seuls les rayons γ apparus dans les 300 premières nanosecondes après le " μstop " sont considérés.

Ces pics apparaissent aux énergies des raies K du bore, du carbone, de l'azote, et de l'oxygène. La cible ayant été manipulée dans une atmosphère d'azote, il est compréhensible que nous trouvions trace de cet élément. Le carbone et l'oxygène sont des constituants de la boîte en PVC contenant la poudre cible, ainsi que des fenêtres en mylar de cette boîte. Une oxydation du bore n'est, par ailleurs, pas à exclure.

L'évaluation de l'intensité $N_{El}^{\gamma, K_i, dét}$ des différentes raies K_i résulte de l'ajustement aux pics d'une somme de deux gaussiennes, en guise de fonction de réponse en énergie. Les résultats sont repris dans le tableau 3.1.

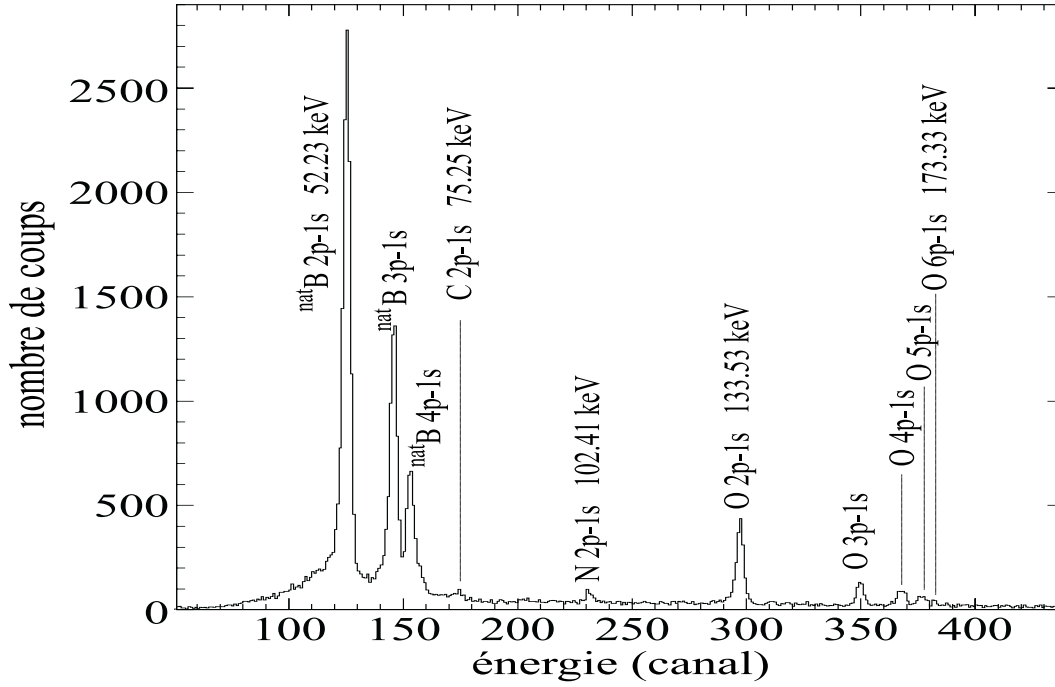


Figure 3.11: Distribution énergétique: rayons x muoniques.

Tableau 3.1: Identification et intensité des rayons x émis par la cible et ses impuretés

Eléments El	Transitions $K_{i=\alpha,\beta,\dots}$	Energie des raies (keV)[Eng74]	Intensités $N_{El}^{\gamma,K_i,dét}$
^{nat}B	2p-1s	52.23(9)	10558(140)
	3p-1s	61.9	5281(90)
	4p-1s	65.3	2901(86)
C	2p-1s	75.248(15)	142(31)
N	2p-1s	102.406(15)	193(22)
O	2p-1s	133.525(15)	1703(51)
	3p-1s	158.408(15)	453(27)
	4p-1s	167.114(15)	351(24)
	5p-1s	171.144(16)	211(20)
	6p-1s	173.331(18)	72(16)

3.4.3 Efficience : ε_{K_i}

Ce nombre $N_{El}^{\gamma,K_i,dét}$ de rayons x mesurés à une énergie E_i doit être corrigé par l'efficience de détection dans le photopic à cette énergie (voir équations (3.8) et (3.11)). Ce facteur correctif ε_{K_i} doit donc être évalué entre 50 et 200 keV. Remarquons que nous ne sommes intéressé que par l'évolution relative en énergie de cette efficience et non par sa valeur absolue. Elle doit être évaluée pour la géométrie "compacte" (voir figure 3.12) dans laquelle la mesure des rayons x a été effectuée, c'est-à-dire avec une distance de l'ordre du centimètre entre la source et le détecteur. De plus, outre l'efficience de détection proprement dite, le facteur ε_{K_i} doit prendre en compte la perte d'énergie des rayons x

dans la cible de ^{nat}B , et ensuite dans le détecteur #3.

Nous disposons uniquement d'une mesure de l'efficacité en géométrie "ouverte". Elle servira de validation aux résultats d'un programme de simulation qui permettra alors de déduire les grandeurs utiles en géométrie "compacte".

Nous avons utilisé des sources ponctuelles calibrées de ^{133}Ba et ^{152}Eu , placées à une distance de 15 cm de la fenêtre du capot du détecteur germanium — géométrie dite "ouverte" —, sans autre obstacle susceptible d'absorber les photons entre la source et le détecteur. Cette mesure utilise les signaux bipolaires de l'amplificateur spectroscopique, envoyés vers le SADC recevant un signal de conversion par l'électronique logique ("external gate"). L'efficacité absolue est calculée comme le rapport de l'aire du photopic, après correction tenant compte du temps mort, et du nombre de rayons γ émis à l'énergie correspondante dans un angle solide de 4π stéradians. Sa valeur est déduite aux énergies suivantes (voir figure 3.15) : 53.161 keV (^{133}Ba), 80.997 keV (^{133}Ba), 121.782 keV (^{152}Eu), 160.613 keV (^{133}Ba), 223.234 keV (^{133}Ba), 244.692 keV (^{152}Eu), et 276.398 keV (^{133}Ba).

Des effets de bord dans le germanium ainsi que des effets d'absorption dans le bore, dans le scintillateur, et dans les matériaux non sensibles du détecteur, peuvent justifier la variation des valeurs relatives de l'efficacité lors du passage de la géométrie "ouverte" à la géométrie "compacte".

Géométrie du détecteur et simulation en géométrie "ouverte"

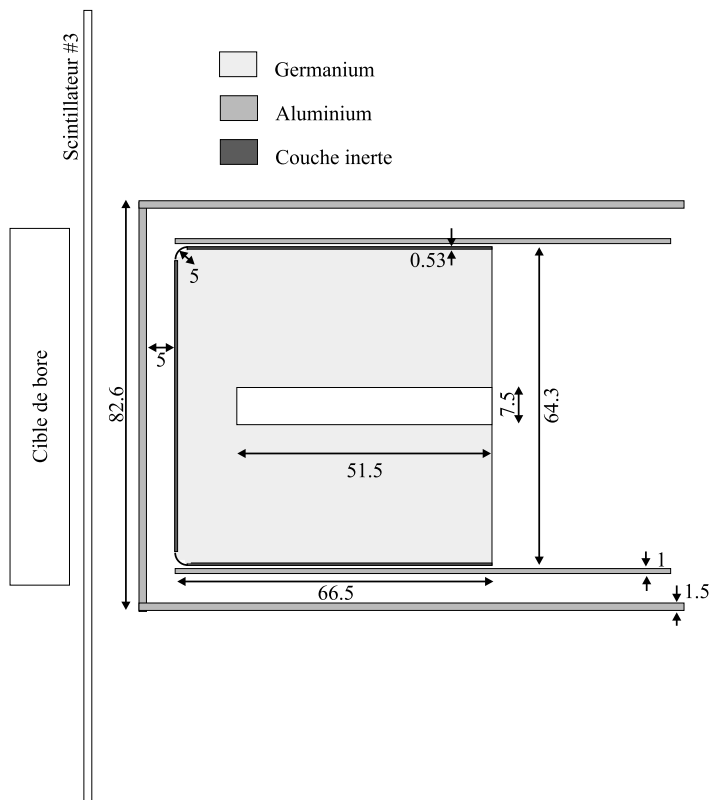


Figure 3.12: Géométrie du détecteur germanium simulé. Les cotes sont exprimées en millimètres.

Le logiciel GEANT (Version 3.215) du CERN a été utilisé pour simuler la détection dans le germanium des rayons x entre 50 et 200 keV [Déc92, CER93].

Le schéma du détecteur simulé, présenté à la figure 3.12, est basé sur les informations fournies par le fabricant (CANBERRA). Ce détecteur est essentiellement constitué d'un cristal de germanium coaxial à une extrémité fermée ("closed ended coaxial"). Les angles de la face avant sont arrondis. Le cristal est soutenu par un cylindre d'aluminium, tandis qu'une tasse d'aluminium protège le tout. Les dimensions des différents éléments et leurs positions sont inscrites sur le schéma 3.12.

Alors que le cristal est un cristal de haute pureté de type p (10^{10} atomes accepteurs/cm³), sa surface extérieure est une zone de type n fortement dopée en lithium. Etant donné la forte concentration du dopage de lithium (10^{18} atomes donneurs/cm³), on peut considérer que la région déplétée s'étend uniquement sur la zone de type p. Le grand nombre d'électrons dans la bande de conduction rend les paires électron-trou très peu mobiles dans la zone de type n. Celle-ci est donc une partie "inerte" du détecteur responsable de l'importante perte d'efficacité aux énergies inférieures à environ 120 keV. Remarquons que la perte d'efficacité sous 120 keV est essentiellement due à cette couche "inerte", et dans une moindre mesure au capot d'aluminium (voir figure 3.13).

Dans un premier temps, nous avons simulé la détection de rayons γ émis de façon isotrope par des sources ponctuelles de ¹³³Ba et de ¹⁵²Eu placées à une distance de 15 cm du capot du détecteur. Les efficacités sont calculées comme le rapport du nombre de rayons γ ayant été "comptés" dans le photopic et du nombre total de rayons γ simulés à l'énergie correspondante. Le nombre d'événements simulés a été choisi pour rendre l'erreur statistique sur les points simulés inférieure à l'erreur statistique sur les points expérimentaux auxquels ils seront comparés (voir figure 3.15).

Nous exploitons la sensibilité à l'épaisseur de la couche "inerte" des valeurs relatives de l'efficacité à basse énergie pour déterminer cette même épaisseur. Deux remarques sont cependant nécessaires pour justifier la méthode d'ajustement. D'une part, nous observons à la figure 3.15 que les valeurs simulées doivent être corrigées par un facteur constant pour être comparées aux valeurs mesurées. Nous discuterons l'origine de ce facteur dans la suite. D'autre part, nous observons un désaccord entre simulation et expérience à 53 keV, désaccord que nous discuterons également ci-dessous. Etant donné ces deux points, nous avons fixé l'épaisseur de la couche "inerte" à la valeur qui minimise le χ^2 de l'ajustement d'une constante libre au rapport des valeurs mesurées et simulées, entre 81 et 276 keV (voir figure 3.14). L'écart à 1σ correspond à l'écart à la valeur centrale de l'épaisseur tel que le χ^2 augmente d'une unité. De cette manière, l'épaisseur qui permet de reproduire au mieux les mesures est $\Delta_{inerte} = 530 \pm 80 \mu\text{m}$. La constante correspondante du rapport des valeurs mesurées et simulées est $f = 0.852$, avec un $\chi^2 = 9.2/5$ (CL 10%). Cette épaisseur de la couche "inerte" est compatible avec les valeurs typiques renseignées par le fabricant [CAN98]. Les résultats de cette dernière simulation sont comparés aux mesures dans la figure 3.15.

Les efficacités simulées sont diminuées du facteur constant ($f = 0.852$) pour être comparées aux résultats des mesures. Ce facteur peut avoir différentes origines. D'une part, le cristal simulé est supposé sans défauts, et donc plus efficace. D'autre part, la collection des charges n'est pas simulée. Et enfin, une légère différence entre les valeurs expérimentale et simulée de la distance source-détecteur affectera les valeurs absolues de

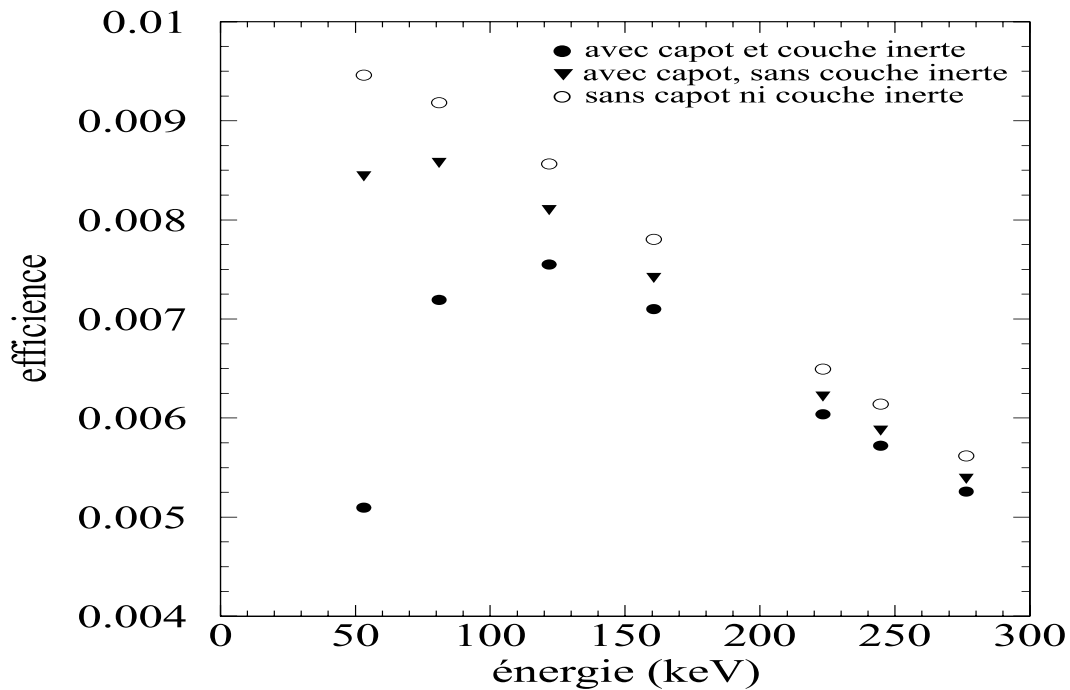


Figure 3.13: *Efficiency du détecteur germanium simulée en ajoutant successivement un capot d'aluminium de 1.5 mm d'épaisseur, et ensuite une couche "inerte" de 530 μm . Cette figure illustre la contribution dominante de la couche "inerte" à la perte d'efficacité aux basses énergies.*

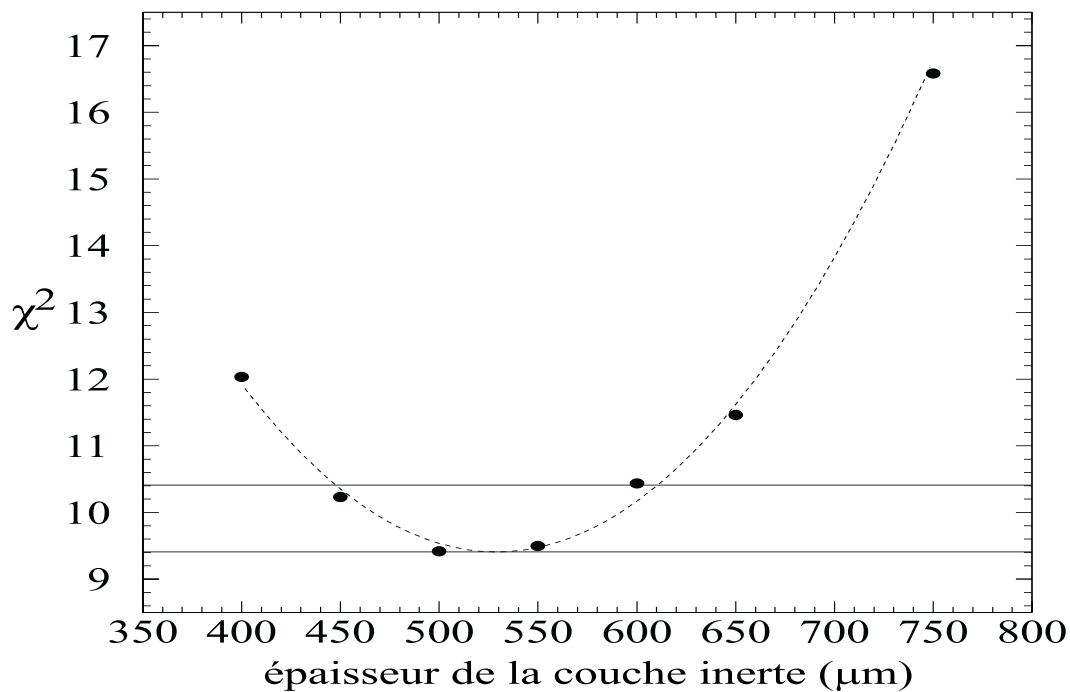


Figure 3.14: *Valeurs, en fonction de l'épaisseur de la couche "inerte", du χ^2 de l'ajustement d'une constante au rapport des valeurs d'efficacité mesurées et simulées. La courbe en pointillé est une parabole ajustée aux valeurs du χ^2 autour du minimum.*

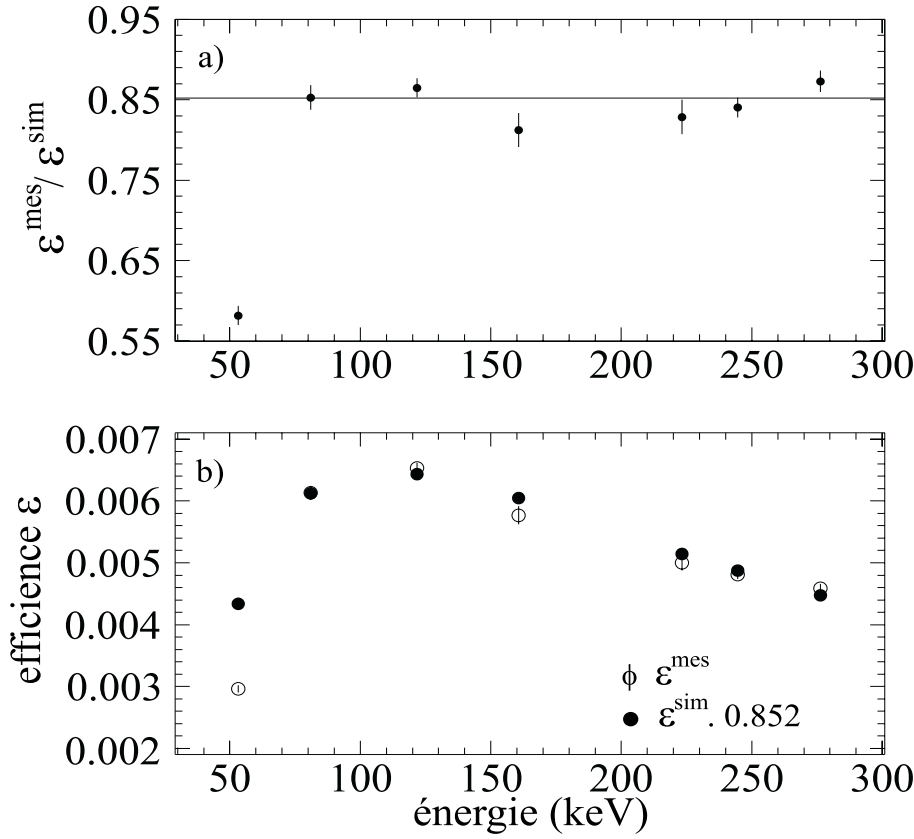


Figure 3.15: a) Rapport de l'efficacité mesurée et de l'efficacité simulée. Le seul désaccord significatif apparaît à 53 keV. b) Efficacité de détection dans le photopic.

l'efficacité, sans toutefois en affecter les valeurs relatives. Rappelons que nous sommes intéressé par les valeurs relatives de l'efficacité aux différentes énergies, ce facteur d'échelle n'affectera donc pas nos résultats.

Le seul désaccord important entre les données simulées et celles mesurées apparaît à 53 keV : $\frac{\epsilon_{53}^{\text{sim}} - \epsilon_{53}^{\text{exp}}}{\epsilon_{53}^{\text{sim}}} = 32\%$. Différentes hypothèses susceptibles d'expliquer cette différence ont été envisagées.

Aucune des variations des paramètres de la description du dispositif, dans leur domaine de validité, ne permet de reproduire une telle perte d'efficacité à basse énergie.

Les rayons x du germanium étant émis autour de 10 keV, et cette énergie correspondant au seuil de production des particules dans GEANT, ce programme n'a probablement pas simulé les pics d'échappement de ces rayons x pour les rayons γ de basse énergie. Ces derniers ayant en effet une plus grande probabilité d'être détectés à la surface du cristal, l'échappement du rayon x est également plus probable. Toutefois, s'il est présent, cet effet n'apporte des corrections que de l'ordre de quelques pourcents [Mic98]. Par ailleurs, il serait difficile de comprendre un effet important à 53 keV, alors qu'aucun effet n'est mesuré à 81 keV.

L'emploi dans GEANT de sections efficaces erronées autour de 50 keV pourrait provoquer une surévaluation de l'efficacité à cette énergie. Si tel est le cas, une solution est l'application d'un facteur correctif aux efficacités simulées sous 81 keV. Cependant, étant

donné l'importance du désaccord à 53 keV, le fait qu'aucun écart significatif n'apparaît à 81 keV est à nouveau en défaveur de cette explication.

Enfin, une hypothèse plus plausible est que nous observions, sous 81 keV, un effet de seuil dû à l'électronique. Le SADC ne convertit les signaux que sous la commande d'une "external gate". Ce signal peut ne pas apparaître pour certains signaux trop faibles du germanium qui, par exemple, ne franchiraient pas le seuil des discriminateurs à fraction constante sur la ligne temps. La solution envisagée est l'application d'un facteur correctif, qui revient à calculer l'effet de seuil électronique.

Les efficacités simulées seront donc corrigées par un facteur choisi de façon telle qu'il ne modifie pas les points au-delà de 81 keV, et telle qu'il ramène le point simulé à 53 keV sur le point expérimental. Si l'on désigne par ϵ_E^{mes} et ϵ_E^{sim} les efficacités respectivement mesurée et simulée à l'énergie E, l'efficacité corrigée s'exprime comme suit :

$$\epsilon_{E < 81 \text{ keV}}^{corrigée} = \epsilon_E^{sim} \cdot \left[\frac{\epsilon_{53}^{mes} + \left(\frac{E - 53.161 \text{ keV}}{80.997 \text{ keV} - 53.161 \text{ keV}} \right) \cdot (\epsilon_{81}^{mes} - \epsilon_{53}^{mes})}{\epsilon_{53}^{sim} + \left(\frac{E - 53.161 \text{ keV}}{80.997 \text{ keV} - 53.161 \text{ keV}} \right) \cdot (\epsilon_{81}^{sim} - \epsilon_{53}^{sim})} \right] \cdot \left(\frac{\epsilon_{81}^{sim}}{\epsilon_{81}^{mes}} \right), \quad (3.15)$$

$$\epsilon_{E > 81 \text{ keV}}^{corrigée} = \epsilon_E^{sim}. \quad (3.16)$$

En conclusion, le niveau de confiance de l'ajustement présenté sur la figure 3.15.a ne permet pas d'établir un désaccord entre simulation et expérience. Après correction par le facteur constant, les efficacités simulées sont en accord avec l'expérience dans les barres d'erreur. Cela valide le programme de simulation du détecteur germanium.

Simulation en géométrie "compacte"

Il est à présent possible de simuler la détection des rayons γ dans les mêmes conditions expérimentales que la mesure des rayons x. Nous nous sommes attardé dans le paragraphe précédent à la description des différents paramètres géométriques du détecteur. Les rayons x étant émis à partir des positions d'arrêt des muons dans la cible, nous nous intéressons dans ce paragraphe à la géométrie du faisceau dans celle-ci, c'est-à-dire la position moyenne et la dispersion des arrêts le long de chacun des trois axes \hat{X} , \hat{Y} , et \hat{Z} . Nous désignons par \hat{Z} l'axe le long de la direction du faisceau, et par \hat{X} et \hat{Y} les deux axes qui lui sont perpendiculaires. En outre, cette simulation doit prendre en compte l'absorption des rayons γ dans la cible de bore, et dans le détecteur #3.

Une mesure du nombre de rayons x du bore détectés par muon entrant dans la cible ($1_H^{upd} \cdot 2$), en fonction de la quantité de mouvement du faisceau ("range curve" présentée dans le tableau 3.2), a permis de choisir une valeur optimale de la quantité de mouvement des muons, $P_\mu = 49.1 \text{ MeV}/c$, de façon à optimiser le rapport signal sur bruit. Ces résultats peuvent être convertis en nombre relatif de muons arrêtés dans la cible, normalisé par rapport au nombre maximum mesuré à $47.8 \text{ MeV}/c$. Nous les exploitons ici pour déterminer la position moyenne des arrêts de ce faisceau le long de l'axe \hat{Z} à $49.1 \text{ MeV}/c$. La méthode appliquée est illustrée et résumée dans la figure 3.16.

Des points rapportés dans le tableau 3.2, le plus sensible à la position du faisceau est le plus extrême, à $51.87 \text{ MeV}/c$, pour lequel la distribution des arrêts des muons commence à sortir de la cible. Nous observons en effet sur la figure 3.16 une chute du nombre de rayons x détecté pour cette valeur de P_{μ^-} . Dès lors, dans un premier temps,

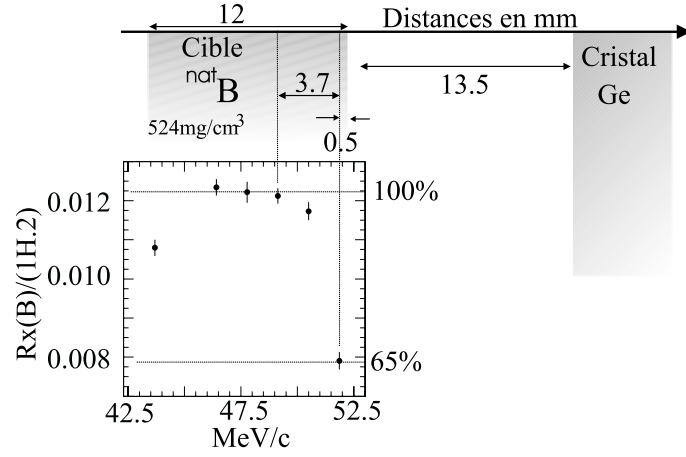


Figure 3.16: Nombre de rayons x du ^{nat}B détectés par muon entrant ($1_H^{upd} \cdot 2$) en fonction de la quantité de mouvement du faisceau. La position moyenne d'arrêt des muons dans la cible est calculée par rapport à l'extrémité de la cible pour des muons à 51.87 MeV/c. Le recul de cette position moyenne d'arrêt lors du passage de 51.87 MeV/c à 49.14 MeV/c permet de déduire la position moyenne d'arrêt des muons à 49.14 MeV/c. La distance totale au cristal de Ge est donc : $d_{moy}^{arrêt} = 3.7 + 0.5 + 13.5 = 17.7$ mm.

Tableau 3.2: “Range curve”. Mesure du nombre relatif de muons arrêtés dans la cible, normalisé au nombre d'arrêts à 47.78 MeV/c, en fonction de la quantité de mouvement.

P_{μ^-} (MeV/c)	43.68	46.41	47.78	49.14	50.51	51.87
$[rx(B)/(1_H^{upd} \cdot 2)] \cdot 10^3$	10.8(2)	12.3(3)	12.2(3)	12.1(2)	11.7(2)	7.9(2)
$N_{arrêtés}^{bre}(P_{\mu^-})/N_{arrêtés}^{bre}(47.78)$ (%)	88(3)	101(3)	100	99(3)	96(3)	65(2)

Tableau 3.3: Distance au bord de la cible correspondant au nombre relatif de muons arrêtés dans la cible à 51.87 MeV/c, soit $65 \pm 2\%$.

Epaisseur de bore (cm)	z_{moy} (cm)	$N_{\mu^- \text{ arrêtés}}^{bre}(P_{\mu^-})/N_{\mu^- \text{ arrêtés}}^{bre}(47.78 \text{ MeV/c})$ (%)	Distance au bord (cm)
2.23	2.19	62.5(3) < 63	0.04
2.24	2.19	65.6(3) \simeq 65	0.05
2.25	2.19	68.8(3) > 67	0.06

Tableau 3.4: Distance moyenne d'arrêt des muons et largeur du “stragglings” à 51.87 MeV/c et à 49.14 MeV/c. Le recul total entre l'extrémité de la cible et la position moyenne d'arrêt est la somme de la distance au bord à 51.87 MeV/c (voir tableau 3.3) et du raccourcissement du “range” entre les deux moments : $0.05 + (2.19 - 1.82) = 0.42(1)$.

P_{μ^-} (MeV/c)	$z_{moy}^{arrêt}$ (cm)	$FWHM_{stragglings}$ (cm)	Recul total (cm)
51.87	2.1935(4)	0.281(1)	0.05(1)
49.14	1.8224(5)	0.236(1)	0.42(1)

nous déterminons à quelle distance du bord de la cible s'arrête, en moyenne, un faisceau de 51.87 MeV/c pour que $65 \pm 2\%$ des muons soient arrêtés dans cette cible. A cette fin, nous simulons à l'aide du logiciel GEANT un faisceau de muons envoyés parallèlement vers un bloc de bore de densité $\rho = 524 \text{ mg/cm}^3$. Le faisceau que nous utilisons est caractérisé par la faible dispersion de sa quantité de mouvement [PSI94],

$$\frac{FWHM_P}{P_{\mu^-}} = 3\% . \quad (3.17)$$

Nous simulons donc un faisceau de quantité de mouvement distribuée par une gaussienne centrée en 51.87 MeV/c et de largeur à mi-hauteur de 3% de la valeur centrale. Nous ajustons l'épaisseur du bloc de bore, le long de l'axe du faisceau, pour que 65% des muons s'y arrêtent. Enfin, nous transposons l'erreur sur le pourcentage de muons arrêtés en une erreur sur l'épaisseur du bloc de bore. Les résultats de cette simulation sont présentés dans le tableau 3.3. Nous déduisons que la position moyenne de l'arrêt des muons de 51.87 MeV/c s'écarte de 0.05(1) cm de l'extrémité de la cible.

Cette même simulation nous permet de déterminer que les muons de ce faisceau s'arrêtent en moyenne après 2.1935(4) cm de bore, avec une dispersion de largeur à mi-hauteur $FWHM = 0.281(1)$ cm. Le programme simule l'arrêt des muons de 49.14 MeV/c en moyenne après une épaisseur de 1.8224(5) cm, avec une dispersion de largeur à mi-hauteur $FWHM = 0.236(1)$ cm. La distance d'arrêt des muons ("range") est donc raccourcie de 0.3711(6) cm entre ces deux quantités de mouvement (voir tableau 3.4). La dispersion des arrêts correspond à 13% du "range". Cette valeur simulée est donc raisonnablement en accord avec l'estimation de 10% habituellement utilisée.

En conclusion, les muons de 49.14 MeV/c s'arrêtent en moyenne à une distance de 0.42(1) cm de l'extrémité de la cible la plus proche du détecteur germanium. Une erreur de 1g a pu être commise sur l'évaluation de la quantité de bore contenue dans la cible. Une cible plus légère de 1 g aurait une densité de 503 mg/cm³. Le recul dans une telle cible serait alors de 0.3874(9) cm, soit une distance totale à l'extrémité de la cible de 0.44(1) cm. Nous montrerons dans la suite l'insensibilité du résultat à cette erreur (voir tableau 3.5).

Le long de chacune des directions transverses au faisceau, \hat{X} et \hat{Y} , nous supposons une distribution gaussienne des arrêts, centrée sur l'axe \hat{Z} (voir figure 3.17). Le réglage des différents aimants de la ligne faisceau, et principalement des fentes à la sortie de celle-ci, permet d'évaluer la largeur à mi-hauteur de ces distributions à $FWHM = 1.5(5)$ cm [Pet98]. Cette estimation ne prend pas en compte la diffusion des muons dans les obstacles les arrêtant : 100 μm de mylar, deux scintillateurs de 1.6 mm, la fenêtre de la cible de 175 μm de mylar et enfin une couche de bore de densité $\rho = 525 \text{ mg/cm}^3$. La simulation d'un faisceau infiniment mince de muons à 49.14 MeV/c, traversant ces différents obstacles et s'arrêtant dans le bore, montre une dispersion de la position transverse des arrêts de largeur à mi-hauteur $FWHM_{\hat{X},\hat{Y}} = 0.36$ cm. Une gaussienne de largeur à mi-hauteur $FWHM = 1.5$ cm convoluée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur $FWHM = 0.36$ cm est élargie de l'ordre de 0.05 cm. Nous négligerons donc l'effet de la diffusion des muons sur la distribution transverse de leur position d'arrêt.

A partir des positions d'arrêt des muons dans la cible, nous simulons l'émission isotrope de rayons x aux mêmes énergies que les rayons détectés, dont la liste est rapportée dans le tableau 3.1. Dans la description du dispositif (voir figure 3.12), nous ajoutons un

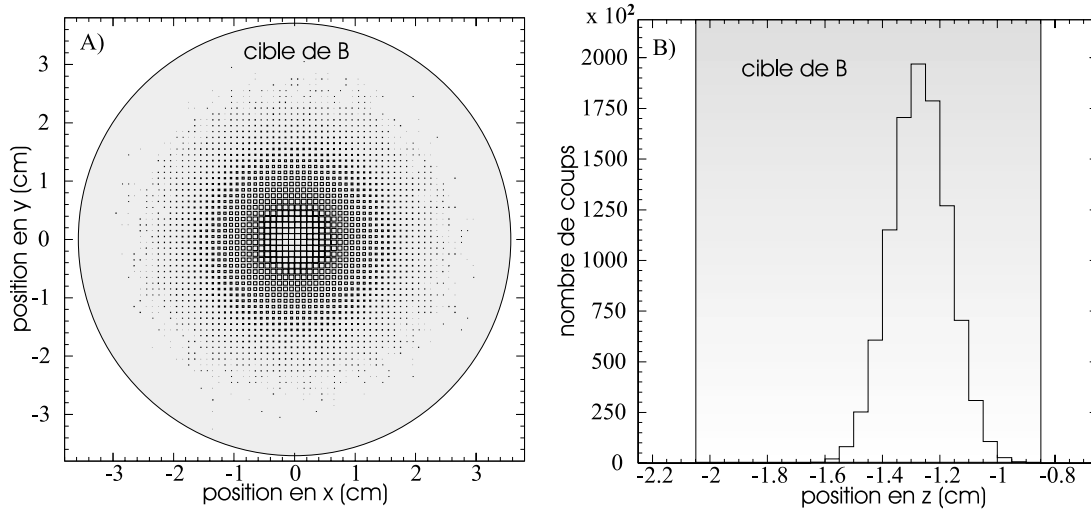


Figure 3.17: *Distribution des positions d'arrêt des muons simulées dans la cible (en grisé). A) Tache du faisceau en \hat{X} et \hat{Y} dans la cible. La surface des "pavés" est proportionnelle au nombre de coups. B) Position moyenne d'arrêt en \hat{Z} , et "stragglings". Cette position est mesurée par rapport à la surface intérieure du capot en aluminium du détecteur germanium.*

plastique scintillant de 1.6 mm entre la cible et le détecteur. La cible est posée contre le détecteur #3. Nous estimons au millimètre l'incertitude sur la position exacte de ce détecteur #3 par rapport au détecteur germanium.

Résultats

Rappelons que nous déduisons la valeur de l'efficacité comme le rapport du nombre de rayons γ simulés dans le photopic et du nombre total de rayons γ simulés. Le programme de simulation prend en compte une description de la géométrie du détecteur ainsi qu'une description de la géométrie du faisceau arrêté dans la cible.

Certains paramètres de ces géométries sont entachés d'une erreur tantôt systématique, tantôt statistique. Le tableau 3.5 résume les résultats de l'étude de sensibilité des valeurs relatives simulées de l'efficacité à ces différents paramètres de la simulation. Nous observons que l'erreur statistique sur les facteurs ϵ_{K_i} simulés est due à l'erreur statistique (voir figure 3.14) sur l'épaisseur de la couche inerte à la surface du cristal simulé. Par ailleurs, l'erreur systématique est la somme des effets de l'incertitude sur la largeur de la distribution transverse des arrêts des muons dans la cible, et de l'incertitude sur la position relative du détecteur #3 et du détecteur germanium. Ces deux effets interviennent avec une importance similaire. Ces effets dominent largement les erreurs sur ϵ_{K_i} liée à la statistique des simulations. La figure 3.18 illustre les valeurs relatives de l'efficacité aux énergies des rayons x, ainsi que les incertitudes sur celles-ci. Les valeurs numériques correspondantes sont rassemblées dans le tableau 3.6.

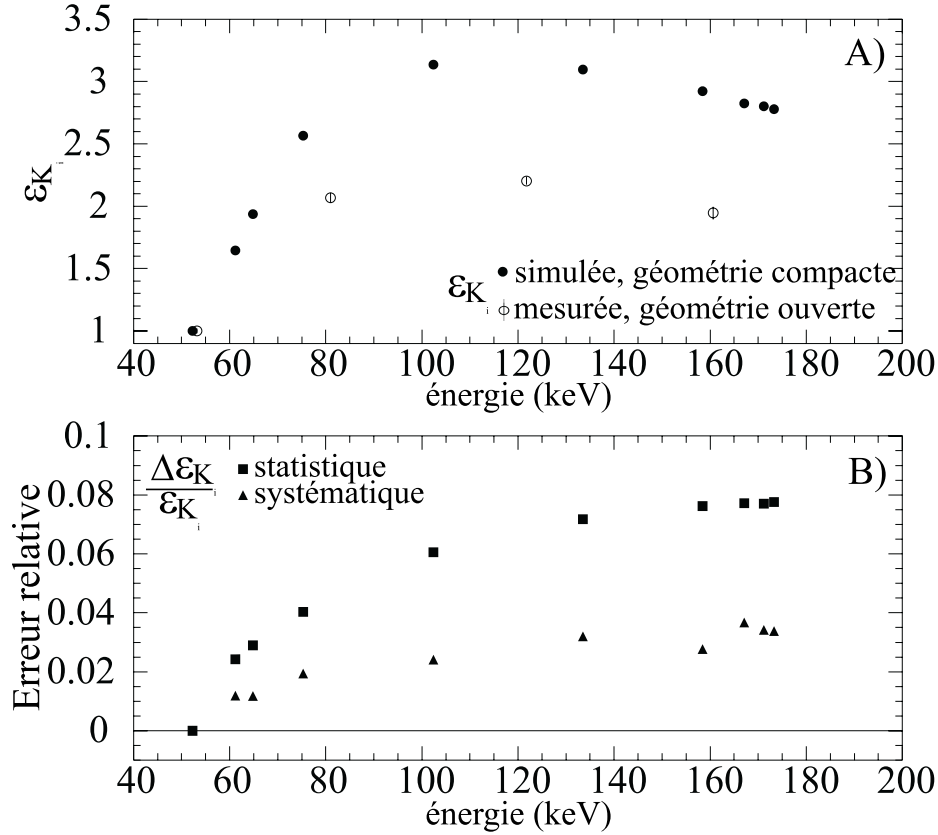


Figure 3.18: A) ε_{K_i} , valeurs relatives de l'efficacité dans la géométrie "compacte" (cercles pleins), comparées aux valeurs de l'efficacité relative mesurée en géométrie "ouverte" (cercles vides), voir la figure 3.15. B) Erreurs relatives statistique (carrés) et systématique (triangles) sur l'efficacité simulée. L'erreur statistique est liée à l'erreur statistique sur l'épaisseur de la couche inerte ($= 530 \mu\text{m} \pm 80 \mu\text{m}$). L'erreur systématique est la somme des effets de l'incertitude sur la largeur du faisceau ($FWHM_{\hat{x},\hat{y}} = 1.5 \pm 0.5 \text{ cm}$) et de l'incertitude sur la distance #3-capot ($= 2.2 \pm 1 \text{ mm}$).

Tableau 3.5: *Etude de sensibilité des valeurs relatives de l'efficacité aux erreurs sur les différents paramètres de la simulation.*

Valeur du paramètre	Erreur	Type	Sensibilité de ϵ_{K_i} ?
---------------------	--------	------	-----------------------------------

ARRÊTS DES μ^- DANS LA CIBLE

$d_{moy}^{arrêt} = (0.42 + 1.35) \text{ cm}$ (distance au cristal)	$\pm 0.01 \text{ cm}$	syst	non
	$+0.02 \text{ cm}$ ($\rho_B = 0.503 \text{ g/cm}^3$)	syst	non
$\frac{FWHM_{\hat{z}}}{Range_{\hat{z}}} = 13\%$	$= 10\%$	syst	non
	$= 25\%$	syst	non
$FWHM_{\hat{x},\hat{y}} = 1.5 \text{ cm}$	$\pm 0.5 \text{ cm}$	syst	oui

DISPOSITIF

distance #3-capot Al = 2.2 mm	$\pm 1 \text{ mm}$	syst	oui
épaisseur capot en Al = 1.5 mm	$\pm 0.015 \text{ mm}$	syst	non
distance capot-cristal = 5 mm	$\pm 0.1 \text{ mm}$	syst	non
épaisseur couche inerte = 530 μm	$\pm 80 \mu\text{m}$	stat	oui

Tableau 3.6: *Valeurs relatives de l'efficacité, erreurs systématiques et statistiques. Voir figure 3.18.*

Energie (keV)	ϵ_{K_i}	statistique couche inerte $\pm 80 \mu\text{m}$	systématique			
			$FWHM_{\hat{x},\hat{y}}$ $= 2 \text{ cm}$ $= 1 \text{ cm}$		$d_{\#3\text{-capot}}$ $+1 \text{ mm}$ -1 mm	
52.23	1.00	± 0.0	-0.00	+0.00	-0.00	+0.00
61.9	1.65	± 0.04	-0.01	+0.01	-0.01	+0.01
65.3	1.94	± 0.06	-0.02	+0.01	-0.02	+0.01
75.248	2.56	± 0.10	-0.03	+0.02	-0.04	+0.03
102.406	3.14	± 0.18	-0.05	+0.03	-0.06	+0.04
133.525	3.10	± 0.21	-0.05	+0.04	-0.06	+0.06
158.408	2.92	± 0.20	-0.04	+0.03	-0.07	+0.05
167.114	2.83	± 0.20	-0.04	+0.04	-0.06	+0.07
171.144	2.80	± 0.20	-0.05	+0.04	-0.06	+0.06
173.331	2.78	± 0.20	-0.04	+0.04	-0.06	+0.06

3.4.4 Empilement : $P_{El}^{pile-up}$

La capture atomique du μ^- , signée par l'émission de rayons x, est suivie soit par l'émission d'un électron de désintégration, soit par l'émission de produits de la capture nucléaire. Considérons la détection d'un rayon x. Etant émis en premier lieu, c'est lui qui définira le temps de l'événement. Si les produits de la désintégration du μ^- ou de sa capture nucléaire déposent de l'énergie dans le cristal de germanium, celle-ci risque d'être

sommée à l'énergie déposée par le rayon x. Dans ce cas, ce dernier ne sera pas compté dans le canal énergétique du photopic. Dans la suite de ce paragraphe, nous évaluons, pour chacun des éléments El , la probabilité $P_{El}^{pile-up}$ de la perte d'événements due à cet empilement en énergie. L'expression générale de cette probabilité est la suivante :

$$P_{El}^{pile-up} = P_{El}^{decay} \cdot P_{El}^{\Delta T} \cdot \varepsilon_{e^-} \cdot \Omega + P_{El}^{capture} \cdot \sum_i Br_i \cdot \varepsilon_{\gamma_i} \cdot \Omega . \quad (3.18)$$

Nous définissons et discutons chacun des facteurs de cette expression (3.18) dans les paragraphes qui suivent.

P_{El}^{decay} et $P_{El}^{capture}$ sont, respectivement, les probabilités de désintégration et de capture nucléaire du μ^- (voir tableau 3.8).

L'empilement des signaux laissés par le rayon x et par l'électron qui le suit potentiellement constitue un problème si le deuxième signal apparaît avant la fin de la détection du premier par le SADC. Ce convertisseur opère une détection du pic du signal, c'est-à-dire la détection d'un signal démarrant de la ligne de base, atteignant un maximum, et retombant à une amplitude de 90% de ce maximum. Cette partie du signal dure de l'ordre de 2.5 fois le temps de mise en forme par l'amplificateur spectroscopique ("shaping time") [CAN90]. Ce temps a été réglé à 2 μs pour notre mesure. Par conséquent, les électrons émis après 5 μs ne provoquent pas la perte du rayon x par empilement. La probabilité $P_{El}^{\Delta T}$ que l'électron apparaisse avant ce temps $\Delta T = 5 \mu s$ pour l'élément El (voir tableau 3.8) est

$$P_{El}^{\Delta T} = 1 - e^{-\frac{\Delta T}{\tau_{El}^\mu}} , \quad (3.19)$$

où τ_{El}^μ est le temps de vie moyen du muon dans l'élément El . Nous supposons que ce facteur vaut l'unité dans le second terme de l'expression (3.18). Nous montrerons que cette approximation est sans conséquence.

Les facteurs $\varepsilon_{e^-} \cdot \Omega$ et $\varepsilon_{\gamma_i} \cdot \Omega$ sont respectivement les produits par l'angle solide de l'efficacité absolue de détection des électrons dans le détecteur germanium et de l'efficacité absolue de détection des rayons γ_i . Ils ont été évalués au moyen du programme de simulation décrit dans le paragraphe 3.4.3.

L'évaluation du facteur $\varepsilon_{e^-} \cdot \Omega$ consiste essentiellement en une évaluation de l'angle solide Ω . L'erreur sur l'estimation de cette grandeur est liée à l'erreur systématique sur les paramètres de la simulation (voir tableau 3.5). L'incertitude sur la largeur à mi-hauteur de la distribution transverse du faisceau, ainsi que l'incertitude sur l'écart entre le détecteur #3 et le capot du détecteur germanium, sont les deux sources d'erreur dominantes (voir tableau 3.7).

L'étude de sensibilité rapportée dans la tableau 3.6 a permis d'estimer à environ 10% l'erreur relative sur l'évaluation de l'efficacité absolue $\varepsilon_{\gamma_i} \cdot \Omega$.

La sommation apparaissant dans le second terme de l'équation (3.18) porte sur l'ensemble des rayons γ_i émis suite à la capture nucléaire. Le facteur Br_i correspond au branchement vers le niveau depuis lequel le rayon γ_i est émis. Ce facteur comprend également le branchement de la transition i correspondant à l'émission de ce rayon γ_i . Les différents produits de capture envisagés sont présentés schématiquement dans l'annexe A. La probabilité de détection des éventuels neutrons, produits de la capture nucléaire,

Tableau 3.7: *Evaluation de $\epsilon_{e^-} \cdot \Omega$ et erreur systématique.*

Paramètre	$\epsilon_{e^-} \cdot \Omega \pm syst$
$FWHM_{\hat{x}, \hat{y}} = 1.5 \pm 0.5$ cm	0.225 ∓ 0.010
distance #3-capot = 2.2 ± 1 mm	0.225 ∓ 0.010
RÉSULTAT	0.225 ± 0.020

Tableau 3.8: *Temps de vie moyen, taux de capture total, probabilités de désintégration et de capture du μ^- dans différents atomes muoniques, probabilité de l'émission de l'électron avant la conversion par le SADC, et probabilité de perte d'un rayon x par empilement de l'énergie.*

Elément	τ_{El} (ns) [Suz87]	$\lambda_{capture}^{total}$ (s ⁻¹) [Suz87]	P_{El}^{decay}	$P_{El}^{capture}$	$P_{El}^{\Delta T}$	$P_{El}^{pile-up}$
¹¹ B	2096.1(3.0)	21900(700)	0.9541(15)	0.0459(15)	0.9079(3)	0.195(20)
¹⁰ B	2070.7(3.0)	27800(700)	0.9424(15)	0.0576(15)	0.9106(3)	0.195(20)
C	2026.3(1.5)	38800(500)	0.9214(10)	0.0786(10)	0.9152(2)	0.190(20)
N	1906.8(3.0)	69300(800)	0.8679(15)	0.1321(15)	0.9274(3)	0.181(20)
O	1795.4(2.0)	102600(600)	0.8158(11)	0.1842(11)	0.9383(2)	0.179(20)

est négligeable. Ce second terme de l'équation (3.18) est apparu comme une correction minime, inférieure à la barre d'erreur systématique sur le premier terme. Ceci se comprend dans la mesure où, dans le cas des éléments considérés, la probabilité de capture est au plus de 25% de la probabilité de désintégration. L'efficacité de détection des rayons γ est environ deux fois moins bonne que pour les électrons. Et enfin, les branchements Br_i diminuent encore la contribution des rayons γ .

Connaissant à présent tous les paramètres intervenant dans l'équation (3.18), nous pouvons évaluer la probabilité d'empilement $P_{El}^{pile-up}$ et son erreur (voir tableau 3.8). L'erreur systématique sur le produit $(\epsilon_{e^-} \cdot \Omega)$ est la source d'erreur principale sur la valeur de $P_{El}^{pile-up}$.

3.4.5 Contributions au spectre électronique : $\Pi_{El}^{e^-}$

Amplitudes

Nous déduisons à présent des équations (3.6) à (3.14), l'amplitude relative des différentes contributions au spectre temporel des électrons. Les erreurs statistiques sur $N_{El}^{\gamma, K_i, dét}$, ϵ_{K_i} , P_{El}^{decay} , f_{10B} et f_{11B} sont propagées quadratiquement. Par ailleurs, nous avons mis en évidence une erreur systématique sur les valeurs relatives de l'efficacité ϵ_{K_i} , ainsi que sur les valeurs de la probabilité d'empilement $P_{El}^{pile-up}$. Pour chacun de ces deux facteurs, nous avons montré que l'erreur systématique est due essentiellement à l'incertitude sur la largeur à mi-hauteur de la distribution transverse du faisceau, et à

Tableau 3.9: *Importance des contributions relatives au spectre des électrons, et taux de disparition des μ^- dans les éléments correspondants. Dans les isotopes du bore, l'évolution temporelle du taux d'émission des électrons est modifiée par l'effet hyperfin. L'effet hyperfin dans l'azote est négligé étant donné la très faible contribution de cette impureté au spectre des électrons.*

Elément <i>El</i>	$\Pi_{El}^{e^-}$ (%)	$\pm stat.$ (%)	$\pm syst.$ (%)	Taux de disparition dans <i>El</i> (s^{-1}) [Suz87]
^{11}B	100	0	0	effet hyperfin
^{10}B	24.54	0.26	0	effet hyperfin
C	0.43	0.10	0.01	$493.5(4) \cdot 10^3$
N	0.45	0.06	0.01	$524.4(8) \cdot 10^3$
O	6.38	0.34	0.2	$557.0(6) \cdot 10^3$

l'incertitude sur la distance séparant le détecteur #3 et le capot du détecteur germanium. L'erreur systématique sur les proportions des différents éléments a été calculée en amenant ϵ_{K_i} et $P_{El}^{pile-up}$ aux bornes de leur intervalle d'erreur, et ce en tenant compte de l'origine commune de l'erreur systématique sur ces deux facteurs. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.9. Ils confirment le rôle dominant du bore ^{10}B et de l'oxygène dans le bruit de fond du spectre des électrons.

Evolutions temporelles

A chacune de ces contributions correspond une distribution temporelle spécifique.

^{10}B

L'effet hyperfin prenant place aussi bien dans l'atome $\mu^{11}\text{B}$ que dans l'atome $\mu^{10}\text{B}$, les taux d'émission des électrons de désintégration des muons présentent une dépendance temporelle décrite par la même équation (1.36) pour le ^{10}B et le ^{11}B . Les paramètres N_0^+ , N_0^- , R , λ_D^- et $\Delta\lambda$ prendront cependant des valeurs différentes selon l'isotope considéré. Nous discutons ci-dessous la valeur de chacun de ces paramètres dans le cas du ^{10}B .

Le spin de l'état fondamental du noyau de ^{10}B étant $J = 3$, et son moment magnétique étant positif ($\mu = +1.8006448 \mu_N$ [Fir96]), les populations statistiques initiales des niveaux hyperfins supérieur et inférieur valent respectivement

$$N_0^+ = \frac{8}{14} \text{ et } N_0^- = \frac{6}{14} . \quad (3.20)$$

Le taux R_{10B} de conversion hyperfine dans le ^{10}B est fixé à la valeur mesurée par Favart *et al.* [Fav70],

$$R = 2.1(5) \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} . \quad (3.21)$$

La valeur du taux total de disparition à partir du niveau hyperfin inférieur, $\lambda_D^-(^{10}\text{B})$, peut être estimée à partir de la mesure du taux de disparition λ_D^{Suz} rapportée par Suzuki

Tableau 3.10: Comparaison de l'effet hyperfin $\Delta\lambda$ dans les deux isotopes du bore.

	$\Delta_{rel} = \frac{\Delta\lambda}{\langle\lambda_C\rangle}$ [Suz87, Win63]	λ_C^{Suz} [Suz87]	λ_D^{Suz} [Suz87]	$\frac{\Delta_{rel} \cdot \lambda_C^{Suz}}{1 - \Delta_{rel} \cdot N_0^+}$ $\simeq \left(\Delta\lambda = \frac{\Delta_{rel} \cdot \lambda_C^-}{1 - \Delta_{rel} \cdot N_0^+} \right)$
^{10}B	-0.98	$27.8(7) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	$482.9(7) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	$17.5(5) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
^{11}B	-1.23	$21.9(7) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	$477.1(7) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	$15.2(5) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$

et al. [Suz87]. Comme dans le cas du ^{11}B , l'effet hyperfin et la conversion hyperfine ont été négligés lors de l'analyse de cette mesure. Dans cette approximation, le taux de décroissance mesuré λ_D^{Suz} est d'autant plus proche de $\lambda_D^-(^{10}\text{B})$ que le rapport $\Delta\lambda/R$ est petit ($\ll 1$). Plus précisément, si la différence $\Delta\lambda = \lambda_C^+ - \lambda_C^-$ est négative, l'approximation faite par Suzuki *et al.* implique une sous-estimation de λ_D^- : $\lambda_D^{Suz} < \lambda_D^-$. Supposant que les deux mesures ont été faites dans les mêmes conditions expérimentales, les erreurs commises sur $\lambda_D^-(^{10}\text{B})$ et sur $\lambda_D^-(^{11}\text{B})$ sont du même ordre si l'effet hyperfin $\Delta\lambda$ et la conversion hyperfine R sont d'importance similaire dans les deux isotopes. Nous argumentons cette hypothèse. D'une part, la référence [Suz87] renseigne des prédictions de la valeur du rapport $\Delta\lambda/\langle\lambda_C\rangle$ de l'effet hyperfin et du taux de capture moyen $\langle\lambda_C\rangle = N_0^+ \lambda_C^+ + N_0^- \lambda_C^-$ (voir aussi la référence [Win63]), ainsi que les valeurs expérimentales des taux de capture λ_C^{Suz} , pour chacun des deux isotopes du bore. Ces valeurs permettent d'établir que l'effet hyperfin $\Delta\lambda$ doit avoir une amplitude du même ordre dans les deux isotopes du bore (voir tableau 3.10). D'autre part, la même référence [Suz87] renseigne des valeurs calculées du taux de conversion hyperfine identiques dans les deux isotopes. En conclusion, il est raisonnable de considérer que les valeurs de $\lambda_D^-(^{10}\text{B})$ et $\lambda_D^-(^{11}\text{B})$ s'écartent de la même manière des mesures de Suzuki *et al.*, respectivement $\lambda_D^{Suz}(^{10}\text{B})$ et $\lambda_D^{Suz}(^{11}\text{B})$. Nous imposons donc la relation suivante qui contraindra la valeur de $\lambda_D^-(^{10}\text{B})$:

$$\lambda_D^-(^{10}\text{B}) - \lambda_D^{Suz}(^{10}\text{B}) = f \cdot [\lambda_D^-(^{11}\text{B}) - \lambda_D^{Suz}(^{11}\text{B})] \quad , \text{ avec } f = 1, \quad (3.22)$$

où $\lambda_D^-(^{11}\text{B})$ est un paramètre libre de l'ajustement. Les valeurs de $\lambda_D^{Suz}(^{10}\text{B})$ et $\lambda_D^{Suz}(^{11}\text{B})$ mesurées par Suzuki *et al.* sont rapportées dans le tableau 3.10. Nous considérons une erreur statistique de $1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ sur $\lambda_D^-(^{10}\text{B})$. Elle provient de la propagation des erreurs statistiques respectivement sur $\lambda_D^{Suz}(^{10}\text{B})$ et $\lambda_D^{Suz}(^{11}\text{B})$ dans l'expression (3.22). Le facteur f nous laisse la liberté de tester la sensibilité des résultats de notre expérience à l'hypothèse de l'indépendance de la valeur de $(\lambda_D^- - \lambda_D^{Suz})$ à l'isotope considéré : $f = 1$. Nous attribuons à f un erreur de 50%. Nous montrerons dans le paragraphe 3.6.3 que même une erreur de cette importance à un impact minime sur les erreurs des résultats finaux de cette expérience (voir tableau 3.15).

Le dernier paramètre à connaître concernant la distribution temporelle des électrons du ^{10}B est la valeur de l'effet hyperfin, soit $\Delta\lambda(^{10}\text{B}) = \lambda_C^+(^{10}\text{B}) - \lambda_C^-(^{10}\text{B})$. Nous ne disposons concernant ce paramètre que d'une prédiction théorique de $\Delta_{rel}(^{10}\text{B}) = \Delta\lambda/\langle\lambda_C\rangle = -0.98$ [Suz87, Win63, Pri59]. Nous en déduirons la valeur de $\Delta\lambda(^{10}\text{B})$ au moyen de la relation suivante :

$$\Delta\lambda(^{10}\text{B}) = \frac{\Delta_{rel} \cdot \lambda_C^-}{1 - \Delta_{rel} \cdot N_0^+} \quad , \quad (3.23)$$

où la valeur $\lambda_C^-(^{10}\text{B}) = \lambda_D^-(^{10}\text{B}) - \lambda_0$ (avec $\lambda_0 = 1/\tau_\mu = 455166 \text{ s}^{-1}$) est contrainte par la relation (3.22).

Il est important de noter que la prédiction théorique de $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ suppose une valeur de $g_P/g_A = 7$. Cependant, nous montrons ci-après que $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ ne présentant qu'une faible dépendance à g_P/g_A , l'impact de sa variation sur les résultats finaux de l'expérience sera négligeable. Nous supposons une dépendance de $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ à g_P/g_A identique à celle de $\Delta_{rel}(^{11}\text{B})$ calculée par K. Koshigiri [Kos84] pour g_P/g_A variant de 0 à 14 (voir tableau 3.11). Cette hypothèse est raisonnable car, l'effet isotopique sur les taux de capture totaux étant décrit par le facteur $(A - Z)/2A$ [Pri59], la différence attendue entre les taux de capture dans le ^{11}B et le ^{10}B n'est que d'environ 10%. Connaissant par ailleurs la valeur de $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ calculée pour $g_P/g_A = 7$ [Suz87], nous déduisons les valeurs de $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ en $g_P/g_A = 0$ et $g_P/g_A = 14$ (voir tableau 3.11). Nous posons ces deux valeurs comme étant les bornes de l'intervalle d'erreur de $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$:

$$\Delta_{rel}(^{10}\text{B}) = -0.98_{-0.05}^{+0.10} . \tag{3.24}$$

L'intervalle de variation de g_P/g_A étant relativement large et arbitraire, cette erreur est probablement surestimée. Les résultats finaux de cette expérience s'y avèreront toutefois insensibles (voir paragraphe 3.6.3 et tableau 3.15).

O, C, N

Le spin du niveau fondamental dans les noyaux d'oxygène et de carbone étant $J = 0$, la distribution des électrons de désintégration émis par chacun des atomes muoniques correspondants est une exponentielle simple. Par ailleurs, dans la mesure où l'azote contribue pour moins de 0.5% au spectre des électrons, nous négligeons l'effet hyperfin dans ce noyau ($^{14}\text{N}_{gs}(J = 1)$) [Ish86], supposant donc une distribution suivant également une exponentielle simple. Nous utiliserons les taux de disparition mesurés par Suzuki *et al.* [Suz87] (voir tableau 3.9).

Non corrélés

Une composante supplémentaire à décrire est la distribution des électrons non corrélés. Nous avons montré ci-dessus que la distribution des événements corrélés est décrite par la somme d'exponentielles décroissantes. Dans ce cas particulier, nous avons démontré que la distribution des événements non corrélés s'exprime comme la somme d'une constante et d'exponentielles de même temps de vie que celles constituant les distributions corrélées (voir équation (2.6)). Lors de l'ajustement de la théorie aux données, ces dernières composantes ne pourront pas être dissociées des composantes correspondantes dans la distribution des électrons corrélés. Par ailleurs, nous disposons d'une mesure de l'importance

Tableau 3.11: Valeurs théoriques de $\Delta_{rel}(^{11}\text{B})$ et $\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ dans l'hypothèse d'une même dépendance relative à g_P/g_A .

g_P/g_A	$\Delta_{rel}(^{11}\text{B})$ [Kos84]	$\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$ [Suz87]	$\Delta_{rel}(^{10}\text{B})$
0	-0.86		-1.03
7	-0.82	-0.98	
14	-0.73		-0.88

de la distribution uniforme dans les “temps négatifs” : $C = 2.466 \pm 0.072$ (*stat.*) (ajustement des canaux 9 à 14, $\chi^2 = 0.862$). L’estimation de cette constante dans les “temps positifs” dépend de la valeur de la probabilité P_Ω de détecter l’électron corrélé au muon responsable de l’ouverture de la fenêtre de mesure. Nous savons tout d’abord que la contribution principale au spectre des électrons est celle du bore (93%). La probabilité de désintégration des muons y est de 95%. Ensuite, une intégration par une méthode Monte-Carlo mène à l’estimation de l’angle solide couvert par le télescope $4 \cdot 5$ normalisé à 4π stéradians, $\Omega = 0.023 \pm 0.002$ (*syst.*). Remarquons que nous supposons une efficacité maximale de détection des électrons par ce télescope. L’équation (2.6) nous permet alors de déduire le niveau constant des événements non corrélés dans les “temps positifs”,

$$C = 2.466 \cdot (1 - 0.023 \cdot 0.95) = 2.412 \pm 0.068 \text{ (stat.)} \pm 0.005 \text{ (syst.)} . \quad (3.25)$$

t_0

L’indice du canal t_0 correspondant à l’origine physique des temps se trouve, en terme de canaux de 1.25 ns, entre le 1121^{ème} et le 1200^{ème} (voir figure 3.2). Nous le fixons au milieu de cet intervalle 1160^{ème}. Afin de permettre le positionnement précis de t_0 , la théorie à ajuster aux données est calculée avec une résolution de $\Delta t = 1.25$ ns. Les canaux sont regroupés ensuite en canaux de 100 ns pour être comparés aux données.

$f_{\text{réponse}}^{e^-}(t)$

Enfin, il est aussi à noter que, étant donné l’utilisation pour la détection des électrons de plastiques scintillants couplés à des photomultiplicateurs, la réponse temporelle n’est guère plus large que quelques dizaines de nanosecondes. Ceci est confirmé par la montée rapide du nombre d’événements (voir figure 3.2) entre les temps négatifs et les temps positifs. Il n’est donc pas utile de convoluer la théorie pour la comparer aux données regroupées par canaux temporels de 100 ns.

Somme

Si nous désignons par $dN_{e^-}^{El}(t)/dt$ la dépendance temporelle du taux d’émission des électrons par chacun des éléments El , sachant que ces distributions correspondent à celles décrites ci-dessus et sont normalisées à l’unité, la théorie à ajuster au spectre expérimental s’écrit

$$\frac{dN_{e^-}(t)}{dt} = C + A \cdot \left[\frac{dN_{e^-}^{^{11}\text{B}}(t)}{dt} + \sum_{El} \Pi_{El}^{e^-} \cdot \frac{dN_{e^-}^{El}(t)}{dt} \right] , \quad (3.26)$$

où A est la normalisation de la contribution du ^{11}B , et où la sommation porte sur la nature des impuretés : ^{10}B , C, N, O.

Nous négligeons tout phénomène de relaxation des μ^- qui serait dû à un couplage dipolaire des moments magnétiques de l’atome muonique et des noyaux voisins. Cet effet pourrait *a priori* perturber l’évolution temporelle des électrons émis dans l’angle solide couvert par le télescope. Nous avons en effet observé un tel phénomène dans le cas de μ^+ arrêtés dans le bore, en l’absence de champ magnétique externe et en utilisant un dispositif similaire à celui utilisé ici. Il s’agissait de la relaxation du spin des muons due aux champs locaux statiques sur les sites d’arrêt des muons [Bru94, Wia94]. La polarisation dirigée le long de l’axe du faisceau et l’observation lui étant transverse, la sensibilité du

spectre électronique à cet effet était faible. Plus précisément, nous avons mesuré dans cette géométrie une déviation de l'ordre de 3% à une exponentielle pure présentant le temps de vie du μ^+ . Dans le cas des muons négatifs capturés atomiquement, la cascade vers le niveau fondamental est responsable d'une importante dépolarisation [Fav70]. De plus, dans la structure HCP (hexagonale compacte) des micro-cristaux de bore, l'atome muonique est plus éloigné de ses plus proches voisins que ne l'est un μ^+ arrêté dans un site interstitiel, or l'intensité de l'interaction dipolaire décroît avec la troisième puissance de la distance. Ces arguments justifient l'absence de sensibilité de notre mesure à cet effet. Nous montrerons que la théorie énoncée dans la formule (3.26) suffit à la description du spectre mesuré.

3.5 Récapitulatif de la théorie

Nous résumons dans la tableau 3.12 l'ensemble des expressions théoriques ajustées aux données, ainsi que la valeur des différents paramètres fixés, leurs erreurs statistiques et systématiques. Le contenu de ce tableau est l'aboutissement de la discussion menée dans les paragraphes précédents de ce chapitre.

L'intégration de t à $t + \Delta t$ des théories permet de comparer ces dernières à des données expérimentales présentées sous forme d'histogrammes. Nous choisissons de décrire les signaux des rayons γ à 320 keV et des électrons 4 · 5 avec la résolution maximale de $\Delta t = 1.25$ ns. Cette résolution correspond à celle utilisée par le TDC. Ces théories seront convoluées par une fonction de réponse temporelle de même résolution, avant un regroupement en canaux de $\Delta t = 100$ ns. En raison de la non-commutativité de la convolution et du regroupement des canaux, conserver une résolution fine pour la convolution permet de garder un maximum de sensibilité à la dépendance temporelle des expressions théoriques.

En vue de limiter le temps de calcul de l'ordinateur pour chaque ajustement, nous choisissons une résolution temporelle moins fine pour la description du bruit de fond des rayons γ , soit $\Delta t = 25$ ns. Toutefois, celle-ci reste plus fine que la résolution des données expérimentales et elle permettra une sensibilité suffisante à la forme temporelle de ce bruit de fond, en particulier dans la région de la composante de court temps de vie.

Remarquons que pour pouvoir utiliser les proportions $\Pi_{El}^{e^-}$, il est nécessaire que les distributions des électrons des différents composants de la cible soient normalisées à l'unité. Ceci justifie la présence des facteurs I et I' devant les distributions $dN_{e^-}^{11B}/dt$ et $dN_{e^-}^{10B}/dt$. Notons également que les paramètres de la théorie hyperfine dans le ^{10}B sont marqués d'une apostrophe : R' , λ_D' , $\Delta\lambda'$, $N_0'^-$, $N_0'^+$.

La description du bruit de fond des rayons γ est ajustée aux données des onze histogrammes temporels à différentes énergies entourant le pic à 320 keV (voir figure 3.5). Rappelons que l'argument E de la description du bruit de fond représente l'indice inférieur d'un groupe de 10 canaux de 0.477 keV. L'intervalle contenant le pic à 320 keV couvre deux groupes de 10 canaux, le bruit de fond est donc évalué pour chacun de ceux-ci. La somme de ces deux évaluations et du signal est alors ajustée à l'histogramme temporel correspondant et contenant le signal. Ces histogrammes temporels des rayons γ sont ajustés du 21^{ème} au 105^{ème} canal (voir figure 3.1).

Tableau 3.12: Théorie ajustée aux données des rayons γ (figure 3.1) et des électrons (figure 3.2) après regroupement dans des canaux temporels de $\Delta t = 100$ ns, paramètres libres et paramètres fixés, leurs valeurs et erreurs statistiques ou systématiques. Les hypothèses sur la valeurs des paramètres et de leurs erreurs sont discutées dans le paragraphe 3.4.

■ Signal des rayons γ à 320 keV :

Théorie	$\int_t^{t+\Delta t} N\gamma e^{-\lambda_D^- t'} \left[\left(\frac{N_0^-}{N_0^+} + \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) + \left(\frac{\lambda^+}{\lambda^-} - \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) e^{-(R+\Delta\lambda)t'} \right] dt' \otimes f_{320 \text{ keV}}^{\Delta t}(t)$ $\Delta t = 1.25$ ns	
Paramètres	fixés $N_0^+ = 5/8, N_0^- = 3/8$	libres $N^\gamma, \lambda_D^-, \Delta\lambda, R, \lambda^+/\lambda^-$

Bruit de fond des rayons γ :

Théorie	$\int_t^{t+\Delta t} \left[c_0 e^{-c_1 E} + (a_0 + a_1 E + a_2 E^2) \frac{e^{-t'/\tau_a}}{\tau_a} + b_0 e^{-b_1 E} \frac{e^{-t'/\tau_b}}{\tau_b} \right] dt' \otimes f_E^{\Delta t}(t)$ $\Delta t = 25$ ns $E = 530, 540, 550, 560, 570, 618, 735, 790, 800, 810, 820, 678, 688$	
Paramètres		libres $a_0, a_1, a_2, \tau_a, b_0, b_1, \tau_b, c_0, c_1$

■ Signal des électrons :

Théorie	$\frac{N_{11B}^{e^-}}{I} \int_t^{\Delta t} e^{-\lambda_D^-(t'-t_0)} \left[\left(\frac{N_0^-}{N_0^+} + \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) + \left(1 - \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) e^{-(R+\Delta\lambda)(t'-t_0)} \right] dt'$ $I = \frac{1-(R/(R+\Delta\lambda))}{\lambda_D^- + \Delta\lambda + R} + \frac{(N_0^-/N_0^+) + (R/(R+\Delta\lambda))}{\lambda_D^-}; \Delta t = 1.25$ ns	
Paramètres	fixés $t_0 = 1160 \pm 40$ (syst) $\cdot 1.25$ ns	libres $N_{11B}^{e^-}$

Bruit de fond des électrons :

Théorie	$N_{11B}^{e^-} \int_t^{t+\Delta t} \left\{ \Pi_C^{e^-} \lambda_C^D e^{-\lambda_C^D(t'-t_0)} + \Pi_N^{e^-} \lambda_N^D e^{-\lambda_N^D(t'-t_0)} + \Pi_O^{e^-} \lambda_O^D e^{-\lambda_O^D(t'-t_0)} \right.$ $\left. + \Pi_{10B}^{e^-} \frac{e^{-\lambda_D^-(t'-t_0)}}{I'} \left[\left(\frac{N_0^{-'}}{N_0^{+'}} + \frac{R'}{R'+\Delta\lambda'} \right) + \left(1 - \frac{R'}{R'+\Delta\lambda'} \right) e^{-(R'+\Delta\lambda')(t'-t_0)} \right] \right\} dt'$ $+ C; I' = \frac{1-(R'/(R'+\Delta\lambda'))}{\lambda_D^{-'} + \Delta\lambda' + R'} + \frac{(N_0^{-'}/N_0^{+'}) + (R'/(R'+\Delta\lambda'))}{\lambda_D^{-'}}; \Delta t = 1.25$ ns	
Paramètres	fixés $C = 2.412 \pm 0.068$ (stat) ± 0.005 (syst), $\Pi_{10B}^{e^-} = 24.54 \pm 0.26$ (stat)%, $\Pi_C^{e^-} = 0.43 \pm 0.10$ (stat) ± 0.01 (syst)%, $\Pi_N^{e^-} = 0.45 \pm 0.06$ (stat) ± 0.01 (syst)%, $\Pi_O^{e^-} = 6.38 \pm 0.34$ (stat) ± 0.2 (syst)%, $\lambda_C^D = 493.5 \pm 0.4$ (stat) $\cdot 10^3$ s ⁻¹ , $\lambda_N^D = 524.4 \pm 0.8$ (stat) $\cdot 10^3$ s ⁻¹ , $\lambda_O^D = 557.0 \pm 0.6$ (stat) $\cdot 10^3$ s ⁻¹ , $N_0^{+'} = 8/14, N_0^{-'} = 6/14,$ $R' = 2.1 \pm 0.5$ (stat) $\cdot 10^5$ s ⁻¹ , $\lambda_D^{-'} = [482.9 + f \cdot (\lambda_D^- - 477.1)] \pm$ ± 1.0 (stat) $\cdot 10^3$ s ⁻¹ ; $f = 1 \pm 0.5$ (syst), $\Delta\lambda' = (\Delta_{rel} \cdot \lambda_C^{-'}) / (1 - \Delta_{rel} \cdot N_0^{+'}),$ $\Delta_{rel} = \Delta\lambda' / \langle \lambda_C' \rangle = -0.98_{-0.05}^{+0.10}$ (syst)	

La somme de la description du signal des électrons et du bruit de fond est ajustée à l'histogramme temporel correspondant (voir figure 3.2) du 17^{ème} au 96^{ème} canal. Nous commençons donc l'ajustement au deuxième canal après t_0 .

Les descriptions théoriques correspondant à ces treize histogrammes leur sont ajustées simultanément.

3.6 Ajustement et résultats

3.6.1 Méthode d'ajustement

La théorie est ajustée aux données par la méthode des moindres carrés. Le logiciel MINUIT du CERN (version 96.03, [CER94]) est un programme de minimisation de fonction que nous utilisons afin d'ajuster les valeurs des différents paramètres inconnus.

La fonction minimisée est définie comme suit :

$$X^2(\vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^{12} \sum_{t=t_{min}^{\gamma}}^{t_{max}^{\gamma}} \left(\frac{\delta_t^i - \tau_t^i(\vec{\alpha})}{\sqrt{\delta_t^i}} \right)^2 + \sum_{t=t_{min}^{e^-}}^{t_{max}^{e^-}} \left(\frac{\delta_t^e - \tau_t^e(\vec{\alpha})}{\sqrt{\delta_t^e}} \right)^2. \quad (3.27)$$

Le vecteur $\vec{\alpha}$ est le vecteur des paramètres libres de l'ajustement. L'indice $i = 1 \dots 12$ désigne l'histogramme temporel considéré pour les rayons γ . L'indice t est l'indice du canal en temps, tandis que les indices t_{min}^{γ} , t_{max}^{γ} , $t_{min}^{e^-}$, et $t_{max}^{e^-}$ sont les numéros des canaux inférieur et supérieur de l'ajustement, respectivement pour les distributions des rayons γ et des électrons : $t_{min}^{\gamma} = 21^{ème}$, $t_{max}^{\gamma} = 105^{ème}$, $t_{min}^{e^-} = 17^{ème}$, $t_{max}^{e^-} = 96^{ème}$. δ_t^i (δ_t^e) et $\tau_t^i(\vec{\alpha})$ ($\tau_t^e(\vec{\alpha})$) sont respectivement le contenu du canal t de l'histogramme i (e^-) et la valeur théorique correspondante pour un ensemble $\vec{\alpha}$ de valeurs des paramètres. L'erreur sur la mesure δ_t^i (δ_t^e) est l'erreur statistique sur une distribution normale d'un taux de comptage: $\sigma_t^i = \sqrt{\delta_t^i}$ ($\sigma_t^e = \sqrt{\delta_t^e}$).

La minimisation proprement dite est opérée par la routine MIGRAD [CER94] appelée par MINUIT. Elle utilise une méthode de "métrique variable" (VMM "Variable Metric Method") décrite en détails dans la référence [Jam72]. Nous en évoquons ici les points essentiels. Son principe est de considérer la matrice de courbure \underline{G} ($G_{ij}(\vec{\alpha}) = \left. \frac{\delta X^2}{\delta \alpha_i \delta \alpha_j} \right|_{\vec{\alpha}}$) comme une métrique dans l'espace des paramètres, permettant de définir une distance invariante sous les transformations d'échelle dans ce même espace. Cette matrice se transforme effectivement comme un tenseur covariant sous les transformations linéaires dans l'espace des paramètres ($\vec{\alpha}' = \underline{A}\vec{\alpha}$). Cette distance sera notamment utile pour définir un critère de convergence indépendant des axes choisis dans l'espace des paramètres, c'est-à-dire invariant sous un changement d'échelle ou une redéfinition des paramètres comme combinaison linéaire des premiers. Si X^2 dépend quadratiquement des paramètres, la matrice \underline{G} (courbure) est constante. Dans le cas contraire, cette méthode suppose toutefois une variation lente de \underline{G} en fonction de $\vec{\alpha}$ (métrique variable). Les différentes étapes de recherche du minimum peuvent être schématisées comme suit :

1. En un point de départ $\vec{\alpha}_0$ donné, le gradient \vec{g}_0 ($g_i(\vec{\alpha}) = \left. \frac{\delta X^2}{\delta \alpha_i} \right|_{\vec{\alpha}}$) est calculé ainsi que la courbure \underline{G}_0 . Les calculs de \vec{g}_0 et \underline{G}_0 peuvent faire appel à différentes approximations

(différences finies, linéarisation) rendant l'estimation des erreurs approximative. En effet, la matrice de covariance est calculée par inversion de la matrice des dérivées secondes : $\underline{V}_0 = \underline{G}_0^{-1}$.

2. Le second point $\vec{\alpha}_1 = \vec{\alpha}_0 - \underline{V}_0 \vec{g}_0$ est le minimum si X^2 dépend quadratiquement de $\vec{\alpha}$ et que \underline{V}_0 est exacte. A moins de se trouver dans ce cas de figure idéal, on recherche la valeur du paramètre β qui minimise $X^2(\vec{\alpha}_0 - \beta \underline{V}_0 \vec{g}_0)$ (minimisation linéaire). En ce nouveau point $\vec{\alpha}_1$, on calcule le gradient \vec{g}_1 .
3. La matrice de covariance en ce nouveau point est estimée par correction de \underline{V}_0 :

$$\underline{V}_1 = \underline{V}_0 + \underline{f}(\underline{V}_0, \vec{x}_0, \vec{x}_1, \vec{g}_0, \vec{g}_1) .$$

Différentes fonctions de correction \underline{f} existent, nous renvoyons le lecteur à la référence [Jam72] pour plus de détails.

4. Ces opérations sont itérées jusqu'au moment où le critère de convergence est satisfait.

La distance entre la valeur de X^2 en $\vec{\alpha}$ et sa valeur au minimum, X_{min}^2 , est estimée par

$$\rho = X^2 - X_{min}^2 = \frac{1}{2} (\vec{g}^T \underline{V} \vec{g}) , \quad (3.28)$$

si X^2 est quadratique dans les paramètres, et pour X^2 , \vec{g} , et \underline{V} calculés au même point $\vec{\alpha}$. Cette distance, invariante d'échelle, peut alors être comparée à une valeur de référence ρ_0 servant de critère de convergence :

$$\rho < \rho_0 \Rightarrow \text{convergence.} \quad (3.29)$$

Les valeurs des paramètres et leur erreur au minimum de X^2 sont le résultat des étapes suivantes, correspondant à l'appel par MINUIT de différentes routines :

1. MIGRAD, STRATEGY 0

Minimisation suivant la méthode VMM décrite ci-dessus. Les valeurs des paramètres sont initialisées par l'utilisateur. Calcul de la matrice de covariance et vérification du fait que \underline{G} soit définie positive (condition nécessaire au fait que le point auquel cette matrice est évaluée soit un minimum). La "stratégie 0" favorise une convergence rapide par une économie du nombre d'appels au calcul de la fonction X^2 lors du calcul des dérivées premières et secondes. Le prix à payer est une moindre fiabilité du résultat. Nous utilisons cette étape pour approcher le minimum.

2. HESSE

Calcul de la matrice hessienne (dérivées secondes, \underline{G}) et de la matrice de covariance (par inversion de la hessienne, $\underline{V} = \underline{G}^{-1}$) au minimum auquel a convergé le point précédent.

3. MIGRAD, STRATEGY 2

Nouvelle minimisation suivant la même méthode mais avec un maximum de précision ("stratégie 2") : les appels au calcul de X^2 ne sont pas épargnés. Les valeurs de départ des paramètres et de la matrice \underline{G} sont les résultats des deux points précédents. Après convergence ($\rho < \rho_0$), les valeurs des paramètres sont considérées comme optimales.

4. HESSE

Nouvelle évaluation de la matrice de covariance, elle concorde en général avec son évaluation dans le point précédent. Elle permettra de déterminer les erreurs et corrélations entre les paramètres. Ces erreurs sont exactes si X^2 dépend quadratiquement des paramètres.

5. MINOS

Cette routine calcule l'erreur sur chacun des paramètres α_i par une méthode indépendante du calcul des dérivées. Elle fait varier la valeur du paramètre α_i , en minimisant X^2 pour tous les autres paramètres, pour trouver numériquement les deux valeurs de α_i pour lesquelles le minimum de X^2 prend la valeur $X^2 = X^2_{min} + 1$. Pour une fonction X^2 quadratique, ces valeurs de α_i s'écartent alors d'une déviation standard de la valeur centrale. Cette démarche peut cependant mener à des barres d'erreur positives et négatives asymétriques, dont l'interprétation en terme d'une déviation standard nécessite l'hypothèse d'un comportement quadratique de courbure différente de part et d'autre du minimum.

6. IMPROVE

Recherche d'éventuels autres minima locaux. S'ils existent, ces autres minima locaux sont décrits par les termes d'ordre supérieur à deux du développement de Taylor de la fonction autour du premier minimum trouvé $\vec{\alpha}_{min}$. La routine IMPROVE cherche donc les minima de la nouvelle fonction $X^{2'}$ construite à partir des termes d'ordre supérieur à deux :

$$X^{2'}(\vec{\alpha}) = \frac{2(X^2(\vec{\alpha}) - X^2(\vec{\alpha}_{min}))}{(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_{min})^T \underline{G}(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_{min})} = 1 + \text{ordre supérieur à deux} . \quad (3.30)$$

Si ces nouveaux minima sont tels que $X^{2'} < 0$, cela constitue une amélioration de la minimisation globale.

3.6.2 Résultats de l'ajustement

L'ajustement de la théorie aux données suivant la méthode décrite ci-dessus converge vers les valeurs présentées dans le tableau 3.13. Parmi les paramètres libres de l'ajustement (voir tableau 3.12), nous ne considérons que ceux présentant un intérêt physique. Nous distinguons les barres d'erreur, d'origine statistique, calculées par inversion de la matrice hessienne au minimum du X^2 et les barres d'erreur calculées par variation de la valeur de χ^2 vers $\chi^2 + 1$. Remarquons d'emblée la similarité des résultats de ces deux méthodes. Les asymétries présentées par les barres d'erreur sur λ_D^- et λ^+/λ^- ne sont en effet pas significatives. Cela confirme la dépendance quadratique du puits de χ^2 autour du minimum. Nous nous limitons dans ce paragraphe à la présentation des résultats. Nous étudierons la sensibilité de ceux-ci aux différentes sources d'erreurs statistiques et systématiques dans le paragraphe 3.6.3. Et nous discuterons les valeurs obtenues dans le chapitre 4.

Nous renvoyons le lecteur à l'annexe C pour l'illustration de l'ajustement à l'ensemble des distributions comprenant le bruit de fond des rayons γ à différentes énergies, le signal des rayons γ et la distribution des électrons. Les spectres présentés permettent de confirmer localement la qualité de l'ajustement, notamment via la distribution des déviations

Tableau 3.13: Valeur et erreur des paramètres libres résultant de l'ajustement avec $\chi^2/ndf = 1154/1085 = 1.064$.

	$\lambda_D^- (10^3 \text{ s}^{-1})$	$\Delta\lambda (10^3 \text{ s}^{-1})$	λ^+/λ^-	$R (10^3 \text{ s}^{-1})$
Valeur (MIGRAD)	478.70	-13.2	0.028	181
Erreur (HESSE)	± 0.62	± 1.6	± 0.021	± 16
Erreur (MINOS)	+0.65 -0.58	+1.6 -1.6	+0.020 -0.022	+16 -16

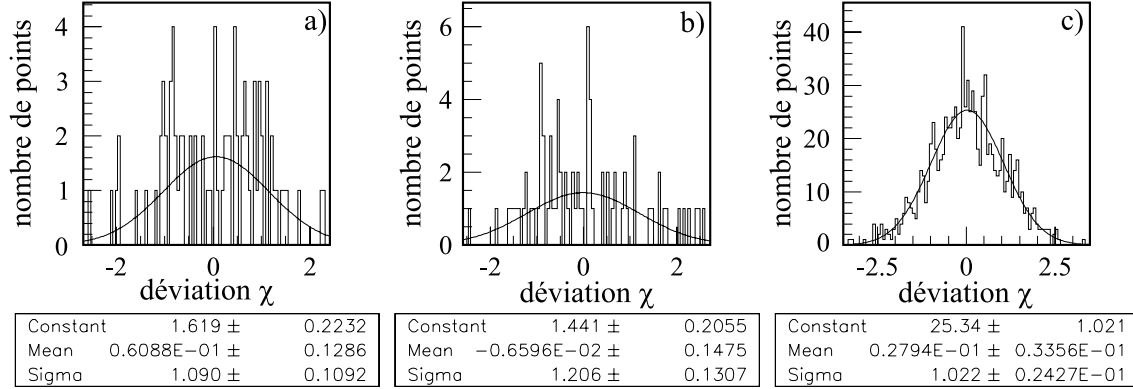


Figure 3.19: Distributions des déviations a) pour le spectre contenant le signal des rayons γ à 320 keV (voir figure C.12 dans l'annexe C), b) pour le spectre contenant le signal des électrons (voir figure C.13 dans l'annexe C), et c) pour l'ensemble des spectres contenant exclusivement du bruit de fond (voir figures C.1 à C.11 dans l'annexe C). Pour chacune de ces distributions, nous indiquons le résultat de l'ajustement d'une gaussienne par maximum de vraisemblance. Cette gaussienne est caractérisée par son amplitude ("Constant"), sa moyenne ("Mean"), et sa déviation ("Sigma").

($\chi = (\text{donnée-théorie})/\sigma$) dans chacun des spectres impliqués dans l'ajustement. La figure 3.19 présente le résultat de l'ajustement d'une gaussienne à cette distribution respectivement pour le spectre temporel des rayons γ autour de 320 keV, le spectre temporel des électrons, et enfin pour l'ensemble des spectres temporels des rayons γ contenant exclusivement du bruit de fond. Dans les trois cas, ces distributions sont en accord avec une gaussienne de largeur 1 et de moyenne nulle.

Les figures 3.20 et 3.21 présentent le signal des rayons γ et des électrons. Ces distributions ont été construites après l'ajustement, par soustraction du bruit de fond aux distributions des rayons γ et des électrons comprenant le signal " ^{11}B ". Les distributions obtenues ont été normalisées par une exponentielle pure, $e^{-\lambda_D^- t}$. La théorie correspondante, dessinée à travers les données, utilise les valeurs des paramètres issues de l'ajustement. Nous observons sur ces courbes le nourrissage du niveau hyperfin inférieur par le niveau supérieur avec un taux de conversion R . L'effet est beaucoup plus marqué dans les rayons γ étant donné que la capture vers le $^{11}\text{Be}^*(320 \text{ keV})$ a lieu essentiellement à partir du niveau hyperfin inférieur, tandis que la désintégration du muon capturé sur une orbite atomique a lieu avec la même probabilité à partir de chacun des deux niveaux hyperfins.

Nous avons constaté la stabilité de la convergence et des résultats pour différentes

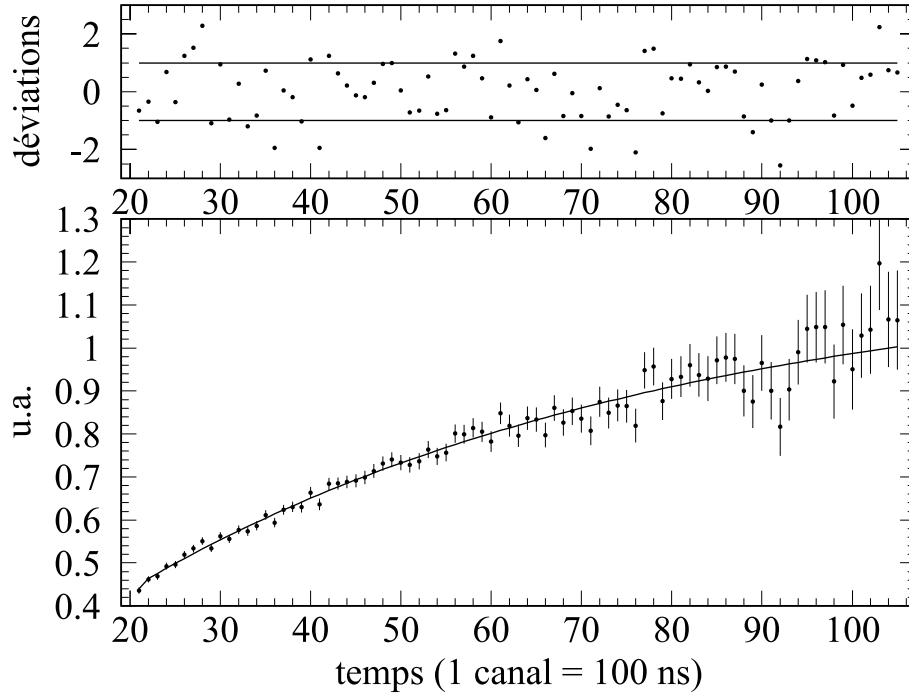


Figure 3.20: Signal ^{11}B dans les rayons γ après soustraction du bruit de fond et normalisation par une exponentielle pure $e^{-\lambda_D^- t}$: $\left[\left(\frac{N_0^-}{N_0^+} + \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) + \left(\frac{\lambda^+}{\lambda^-} - \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) e^{-(R+\Delta\lambda)t} \right]$. L'échelle verticale arbitraire permet d'évaluer l'impact de l'effet hyperfin à environ 60%.

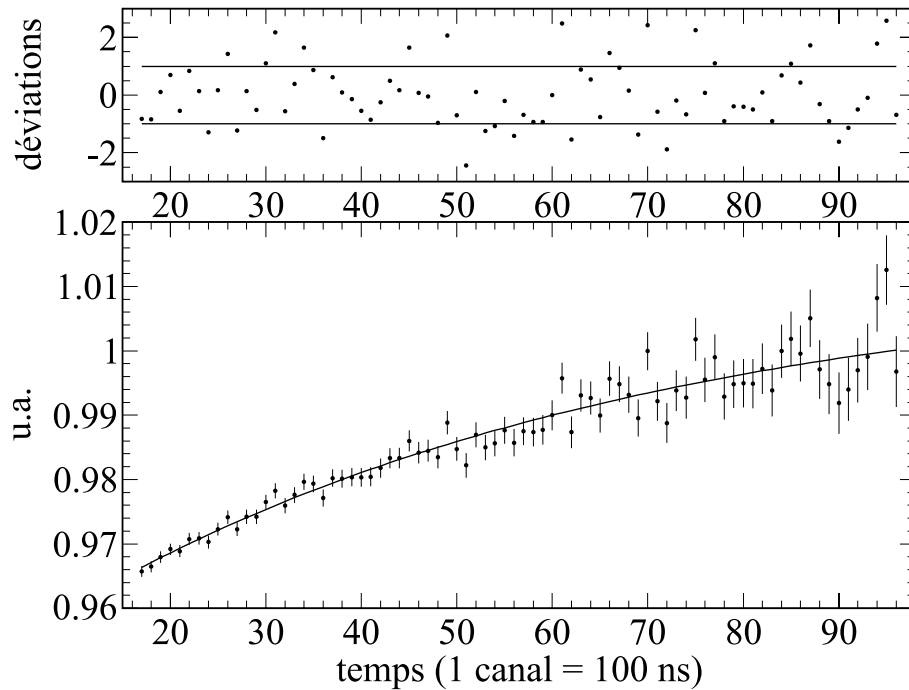


Figure 3.21: Signal ^{11}B dans les électrons après soustraction du bruit de fond et normalisation par une exponentielle pure $e^{-\lambda_D^- t}$: $\left[\left(\frac{N_0^-}{N_0^+} + \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) + \left(1 - \frac{R}{R+\Delta\lambda} \right) e^{-(R+\Delta\lambda)t} \right]$. L'échelle verticale arbitraire permet d'évaluer l'impact de l'effet hyperfin à environ 4%.

valeurs de départ $\vec{\alpha}_0$, suffisamment proches du minimum, pour les paramètres libres de l'ajustement. Des valeurs $\vec{\alpha}_0$ trop éloignées de ce minimum mènent à un échec de la convergence. D'autre part, aucun autre minimum de X^2 n'a été trouvé dans le voisinage du minimum vers lequel l'ajustement a convergé.

Enfin, nous avons discuté dans le paragraphe 3.2.3 l'existence d'un plateau au début de la fonction de réponse temporelle. Nous avons alors conclu qu'il était nécessaire d'étudier la dépendance des résultats à la présence de ce plateau. Ils s'avèrent y être insensibles. L'utilisation de la fonction de réponse temporelle après suppression du plateau mène rigoureusement aux mêmes résultats que ceux présentés dans le tableau 3.13.

3.6.3 Erreurs statistiques et systématiques

L'erreur statistique sur les résultats de l'ajustement a deux origines. D'une part, l'erreur statistique sur les données se répercute sur les paramètres libres de l'ajustement (voir tableau 3.13). D'autre part, comme nous l'avons discuté en détails dans le paragraphe 3.4, et comme nous le résumons dans le tableau 3.12, certains des paramètres fixés sont entachés d'une erreur statistique. Nous calculons la propagation de cette dernière sur les paramètres de l'ajustement en déplaçant successivement chacun des paramètres fixés d'une déviation standard (positivement et négativement). Les variations obtenues sont respectivement combinées quadratiquement avec les erreurs statistiques correspondantes de l'ajustement pour donner l'erreur statistique totale (voir tableau 3.14).

Les variations observées pouvant être asymétriques, nous considérons dans cette discussion les erreurs calculées par MINOS. Pour λ^+/λ^- , R , et $\Delta\lambda$, aucune contribution significative ne modifie cette erreur calculée lors de l'ajustement. L'erreur sur la proportion d'oxygène ($\Pi_O^{e^-}$), le taux de disparition du muon dans le ^{10}B ($\lambda_D^{-'}$), et le taux de conversion hyperfine dans le ^{10}B (R') sont les sources d'un léger élargissement de la barre d'erreur statistiques sur λ_D^- .

Certains des paramètres fixés sont également entachés d'une erreur systématique. Nous avons détaillé ce point dans le paragraphe 3.4 et les valeurs de ces erreurs sont rapportées dans le tableau 3.12. A nouveau, les paramètres sont déplacés aux bornes de leur intervalle d'erreur et les variations résultantes des paramètres libres sont sommées pour donner l'erreur systématique totale (voir tableau 3.15). Les variations positives et négatives sont à nouveau traitées séparément.

Les résultats présentés dans les tableaux 3.14 et 3.15 suscitent les commentaires suivants. Les erreurs systématiques sur la fraction d'oxygène ($\Pi_O^{e^-}$), le taux de disparition du muon dans le ^{10}B ($\lambda_D^{-'}$), et l'amplitude de l'effet hyperfin dans le ^{10}B (Δ_{rel}) sont les principales sources d'erreurs systématiques sur λ^+/λ^- et R . La valeur de $\Delta\lambda$ présente en plus une sensibilité à la position du canal t_0 dans le spectre des électrons. Les contributions dues aux erreurs sur $\Pi_O^{e^-}$ et $\lambda_D^{-'}$ dominent dans le cas de λ_D^- . Soulignons le fait que pour λ^+/λ^- et R , les erreurs systématiques sont largement dominées par les erreurs statistiques.

Rappelons que l'erreur de 50% sur f (voir équation (3.22)) a été posée de façon arbitraire. Seul λ_D^- présente une sensibilité à la variation de f dans cet intervalle d'erreur. Réduire l'intervalle d'erreur sur f de moitié impliquerait une variation de l'erreur systématique sur λ_D^- de 10% seulement de l'erreur statistique sur ce paramètre. De la même

Tableau 3.14: Erreurs statistiques. La partie supérieure du tableau présente la variation des paramètres libres correspondant à la variation d'une déviation standard de part et d'autre de la valeur centrale des paramètres fixés (voir tableau 3.12). Les valeurs obtenues pour ces variations sont arrondies à la même décimale que les erreurs issues de MINOS. Dans les cases inférieures, elles sont combinées quadratiquement avec les erreurs statistiques résultant de l'ajustement et données par MINOS. Les erreurs positives et négatives sont traitées séparément. La signification des symboles \star est précisée dans la dernière ligne de ce tableau, séparément pour chaque colonne.

Paramètre modifié	$\Delta(\lambda_D^-)$ (10^3 s^{-1})	$\Delta(\Delta\lambda)$ (10^3 s^{-1})	$\Delta(\lambda^+/\lambda^-)$	$\Delta(R)$ (10^3 s^{-1})
$C = 2.412 + 0.068$	0.02	-0.1	\star	\star
$C = 2.412 - 0.068$	-0.03	0.1	\star	\star
$\Pi_O^- = 6.38 + 0.34\%$	-0.10	-0.4	0.002	1
$\Pi_O^- = 6.38 - 0.34\%$	0.09	0.4	-0.002	-1
$\lambda_O^D = 557.0 + 0.6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	\star	-0.1	\star	\star
$\lambda_O^D = 557.0 - 0.6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	\star	0.1	\star	\star
$\Pi_C^- = 0.43 + 0.10\%$	-0.01	\star	\star	\star
$\Pi_C^- = 0.43 - 0.10\%$	\star	\star	\star	\star
$\lambda_C^D = 493.5 + 0.4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	-0.01	\star	\star	\star
$\lambda_C^D = 493.5 - 0.4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	\star	\star	\star	\star
$\Pi_N^- = 0.45 + 0.06\%$	-0.02	\star	\star	\star
$\Pi_N^- = 0.45 - 0.06\%$	0.01	\star	\star	\star
$\lambda_N^D = 524.4 + 0.8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	-0.01	\star	\star	\star
$\lambda_N^D = 524.4 - 0.8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$	\star	\star	\star	\star
$\Pi_{10B}^- = 24.54 + 0.26\%$	-0.01	\star	\star	\star
$\Pi_{10B}^- = 24.54 - 0.26\%$	\star	\star	\star	\star
$\lambda_D^- + 1000 \text{ s}^{-1}$	-0.21	0.1	0.002	1
$\lambda_D^- - 1000 \text{ s}^{-1}$	0.20	-0.1	-0.002	-1
$R' = 2.1 + 0.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	-0.25	0.3	0.001	\star
$R' = 2.1 - 0.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	0.34	-0.5	-0.002	-1
Combinaison quadratique :				
$\sqrt{\sum_i \Delta_i^2}$ pour $\Delta_i > 0$	0.41	0.5	0.003	1
$\sqrt{\sum_i \Delta_i^2}$ pour $\Delta_i < 0$	-0.34	-0.7	-0.003	-2
Erreurs par MINOS :				
> 0	0.65	1.6	0.020	16
< 0	-0.58	-1.6	-0.022	-16
Erreurs statistiques totales				
> 0	+0.77	+1.7	+0.020	+16
< 0	-0.67	-1.7	-0.022	-16
	$ \star < 0.005$	$ \star < 0.05$	$ \star < 0.0005$	$ \star < 0.5$

Tableau 3.15: Erreurs systématiques. La partie supérieure du tableau présente la variation des paramètres libres correspondant à la variation des paramètres fixés aux bornes de l'intervalle défini par les erreurs systématiques positives et négatives (voir tableau 3.12). Ces valeurs étant destinées à être sommées, elles sont arrondies avec une précision meilleure d'un ordre de grandeur par rapport aux erreurs issues de MINOS. Les variations positives et négatives sont sommées séparément pour donner l'erreur systématique sur les paramètres libres. La signification des symboles \star est précisée dans la dernière ligne de ce tableau, séparément pour chaque colonne.

Paramètre modifié	$\Delta(\lambda_D^-)$ (10^3 s^{-1})	$\Delta(\Delta\lambda)$ (10^3 s^{-1})	$\Delta(\lambda^+/\lambda^-)$	$\Delta(R)$ (10^3 s^{-1})
$C = 2.412 + 0.005$	\star	\star	\star	\star
$C = 2.412 - 0.005$	-0.010	\star	\star	\star
$t_0 = 1160 + 40$	-0.010	0.13	-0.0002	-0.1
$t_0 = 1160 - 40$	0.010	-0.13	0.0002	0.1
$\Pi_O^{e^-} = 6.38 + 0.2\%$	-0.060	-0.21	0.0010	0.4
$\Pi_O^{e^-} = 6.38 - 0.2\%$	0.050	0.21	-0.0010	-0.5
$\Pi_C^{e^-} = 0.43 + 0.01\%$	-0.010	\star	\star	\star
$\Pi_C^{e^-} = 0.43 - 0.01\%$	\star	\star	\star	\star
$\Pi_N^{e^-} = 0.45 + 0.01\%$	-0.010	\star	\star	\star
$\Pi_N^{e^-} = 0.45 - 0.01\%$	\star	\star	\star	\star
$f = 1 - 0.5 (\lambda_D^-)$	0.180	-0.10	-0.0013	-0.5
$f = 1 + 0.5 (\lambda_D^-)$	-0.150	0.07	0.0011	0.4
$\Delta_{rel} = -0.98 + 0.10$	\star	-0.30	0.0007	0.3
$\Delta_{rel} = -0.98 - 0.05$	-0.010	0.14	-0.0003	-0.2
Erreurs systématiques totales :				
$\sum_i \Delta_i$ pour $\Delta_i > 0$	+0.24	+0.6	+0.003	+1
$\sum_i \Delta_i$ pour $\Delta_i < 0$	-0.26	-0.7	-0.003	-1
	$ \star < 0.0005$	$ \star < 0.005$	$ \star < 0.00005$	$ \star < 0.05$

manière, $\Delta\lambda$ est le paramètre le plus sensible à la variation de Δ_{rel} dans son intervalle d'erreur. Nous avons conclu dans le paragraphe 3.4.5 que cet intervalle est une surestimation de l'erreur. Toutefois une correction de cet intervalle n'aurait qu'un impact négligeable comparativement à l'importance de l'erreur statistique sur $\Delta\lambda$. En conclusion, le manque de connaissance précise des erreurs sur f et Δ_{rel} n'affecte pas les résultats de cette expérience.

Nous résumons les résultats de cette analyse dans le tableau 3.16. Les asymétries présentées par les barres d'erreur statistiques étant de l'ordre de 10%, elles n'ont pas de véritable signification. Nous utilisons donc la moyenne des deux valeurs en guise d'erreur statistique. De la même manière, nous utilisons la moyenne des barres d'erreur systématique. Les asymétries présentées dans le tableau 3.15 sont en effet négligeables devant les erreurs tant systématiques que statistiques. Parmi les paramètres fixés, seules les valeurs des proportions $\Pi_{EL}^{e^-}$ sont corrélées. Cependant les résultats ne présentent une sensibilité qu'à la valeur de la proportion d'oxygène. Les erreurs ont donc été combinées comme des valeurs indépendantes.

3.6.4 Corrélations

Les coefficients de corrélations, présentés dans le tableau B.1 de l'annexe B, sont calculés à partir de la matrice de covariance évaluée au minimum de X^2 .

La forte corrélation entre les paramètres du signal est illustrée par la figure 3.22. Les ellipses présentées sont les ellipses "à une déviation standard" c'est-à-dire qu'elles rassemblent l'ensemble des couples de valeurs telles que le χ^2 augmente d'une unité (après minimisation suivant tous les autres paramètres libres).

Nous déduisons de ces ellipses qu'une connaissance indépendante et plus précise du taux de conversion hyperfine permettrait de réduire de façon importante l'erreur sur λ^+/λ^- et *vice-versa*. Cette remarque s'applique également au couple de paramètres λ_D^- et $\Delta\lambda$.

Tableau 3.16: Résultats finaux de l'analyse.

λ^+/λ^-	=	0.028	± 0.021 (<i>stat.</i>)	± 0.003 (<i>syst.</i>)	
R	=	181	± 16 (<i>stat.</i>)	± 1 (<i>syst.</i>)	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
λ_D^-	=	478.70	± 0.72 (<i>stat.</i>)	± 0.25 (<i>syst.</i>)	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
$\Delta\lambda$	=	-13.2	± 1.7 (<i>stat.</i>)	± 0.7 (<i>syst.</i>)	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$

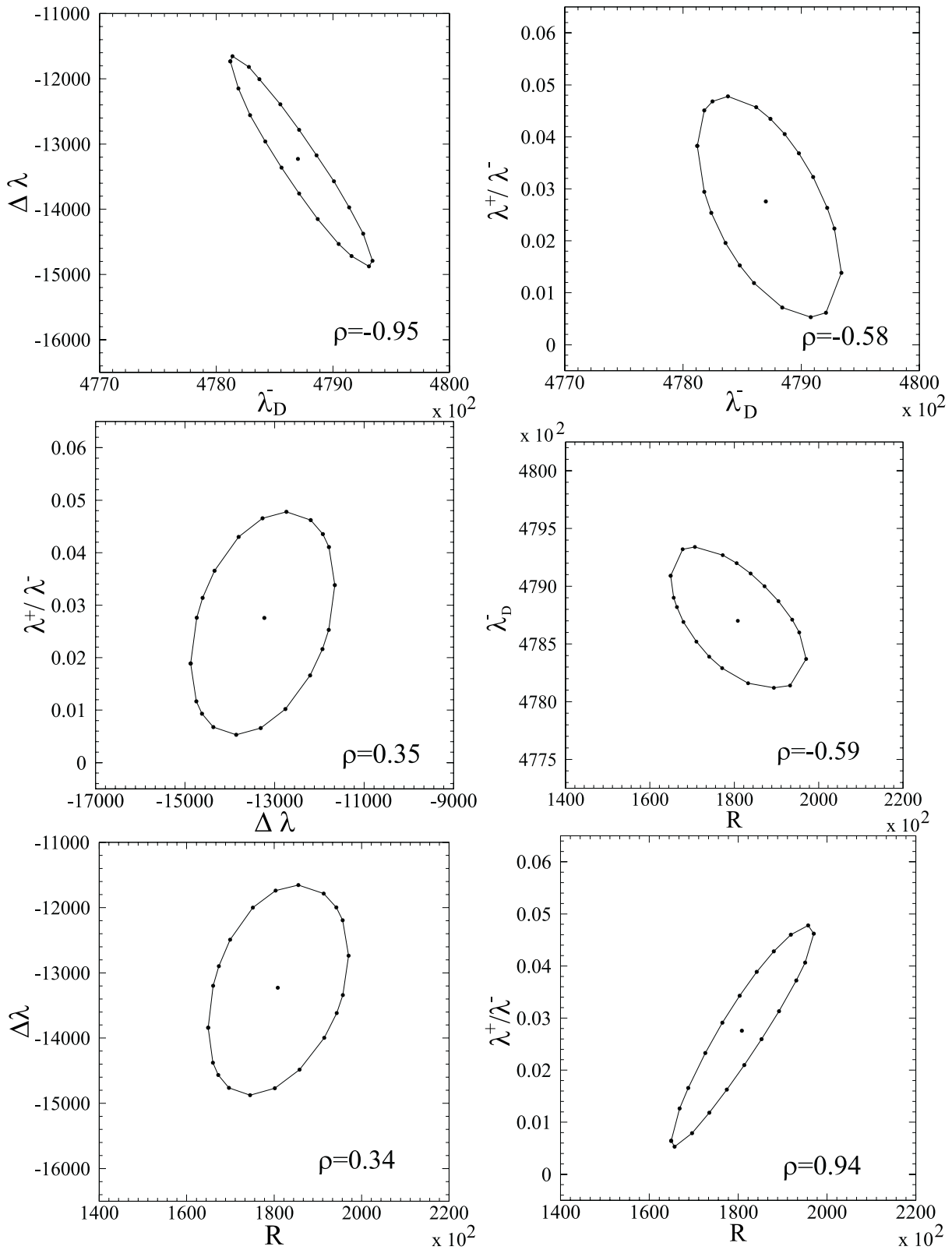


Figure 3.22: Ellipses de corrélation entre les quatre principaux paramètres libres de l'ajustement. Pour chacun des couples, le point central correspond au minimum de χ^2 et le coefficient de corrélation est précisé. L'ellipse définit un contour à $\chi_{N-2}^2 = \chi_{\min}^2 + 1$, où χ_{N-2}^2 est la valeur de χ^2 minimisé pour tous les autres paramètres. Le coefficient de corrélation ρ est calculé dans MINUIT à partir de la matrice des covariances : $\rho(\alpha_i, \alpha_j) = \text{cov}(\alpha_i, \alpha_j) / \sigma(\alpha_i)\sigma(\alpha_j)$.

3.7 De l'utilité du spectre des électrons

Le spectre des électrons permet de contraindre les valeurs de λ_D^- et $\Delta\lambda$, dont la connaissance est indispensable à la convergence de l'ajustement de la théorie à la distribution des rayons γ . Toutefois, comme nous l'avons discuté dans le paragraphe 1.3.4, il existe des valeurs théoriques et expérimentales de ces deux paramètres. Nous démontrerons ici leur caractère trop imprécis pour être utile à une détermination précise de λ^+/λ^- et R .

La valeur de λ_C^{Suz} a été obtenue par Suzuki *et al.* [Suz87] en négligeant l'effet hyperfin ($\Delta\lambda = 0$). Son utilisation ne serait justifiée qu'en admettant la même hypothèse. Cependant, cela est incompatible avec une détermination précise de λ^+/λ^- qui dépend fortement de $\Delta\lambda$.

Nous disposons pour λ_D^- et $\Delta\lambda$, d'une part, de résultats expérimentaux par Ishida *et al.* [Ish82], et d'autre part, de prédiction théoriques par Koshigiri *et al.* [Kos84]. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau 3.17.

Nous émettons toutefois une certaine réserve quant aux résultats de Ishida *et al.* [Ish82] étant donné que cette expérience ne semble pas avoir été poursuivie, ni avoir mené à d'autres publications que le rapport interne du Meson Science Laboratory (University of Tokyo). En outre, la valeur mesurée de $\Delta\lambda = -3 \pm 2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ est incompatible avec les résultats de Koshigiri *et al.*, $\Delta\lambda = -9.9 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Sur la valeur théorique, nous supposons une erreur due à la dépendance aux modèles de l'ordre de 10% [Kos98]. L'effet du halo de neutron du ^{11}Be , qui n'a pas été pris en compte, serait de réduire le taux de capture vers le niveau fondamental et le premier état excité du ^{11}Be [Suz98]. Ils interviennent pour environ 10% du taux de capture total [Suz98]. Nous décidons de négliger cet effet, et nous fixons donc une valeur optimiste de l'erreur à 10%. Remarquons que le calcul de ces valeurs théoriques utilisent $g_P/g_A = 7$. La déduction de g_P/g_A ne serait alors possible qu'en comparant la dépendance théorique de λ^+/λ^- à g_P/g_A à une dépendance expérimentale. Nous ne nous intéresserons dans un premier temps qu'à la barre d'erreur que cette méthode permet d'obtenir sur λ^+/λ^- et R .

Dans le tableau 3.17, nous rassemblons ces valeurs de λ_D^- et $\Delta\lambda$ et les valeurs correspondantes de λ^+/λ^- et R . Celles-ci sont obtenues par ajustement de la théorie (voir première partie du tableau 3.12) au spectre des rayons γ uniquement, les valeurs de λ_D^- et $\Delta\lambda$ étant fixées.

Dans le cas des résultats expérimentaux d'Ishida *et al.* [Ish82], l'erreur statistique issue de l'ajustement est combinée quadratiquement aux erreurs évaluées en déplaçant successivement λ_D^- et $\Delta\lambda$ aux bornes de leur intervalle d'erreur. La même opération pour les prédictions de Koshigiri *et al.* [Kos84] permet d'évaluer l'erreur systématique sur les résultats correspondants.

L'erreur sur les valeurs calculées par Koshigiri *et al.* induit une erreur systématique importante sur les paramètres à déterminer. Rappelons en outre que l'estimation des erreurs se voulait optimiste.

Par ailleurs, l'erreur statistique sur les mesures de Ishida *et al.* induit également un léger élargissement de l'erreur statistique résultant de l'ajustement. Rappelons que, dans ce cas, les résultats de ces mesures doivent être considérés avec prudence.

Tableau 3.17: Résultats de l'ajustement à la seule distribution des rayons γ . Le tableau supérieur (inférieur) utilise les valeurs de λ_C^- et $\Delta\lambda$ de Koshigiri *et al.* (Ishida *et al.*). Il en mentionne les valeurs centrales et barres d'erreur, la valeur centrale correspondante pour λ^+/λ^- et R , la variation de ces derniers pour une variation donnée des paramètres fixés dans leur intervalle d'erreur, le résultat après combinaison des erreurs. La sensibilité de λ^+/λ^- et celle de R aux variations de λ_C^- et $\Delta\lambda$ sont précisées en bas de tableau.

Données supplémentaires théoriques

Paramètres fixés [Kos84]	Erreurs [Kos98]	
$\lambda_C^- = 20.6$	± 2.0	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
&		
$\Delta\lambda = -9.9$	± 1.0	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
Résultats de l'ajustement	Erreurs déduites	
$\lambda^+/\lambda^- = 0.044 \pm 0.019$	∓ 0.018 ∓ 0.002	
&		
$R = 186 \pm 16$	∓ 8 ∓ 1	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
Résultats		
$\lambda^+/\lambda^- = 0.044 \pm 0.019$ (<i>stat</i>) ± 0.020 (<i>syst</i>)		
&		
$R = 186 \pm 16$ (<i>stat</i>) ± 9 (<i>syst</i>) $\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$		

Données supplémentaires expérimentales

Paramètres fixés [Ish82]	Erreurs [Ish82]	
$\lambda_C^- = 22$	± 2	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
&		
$\Delta\lambda = -3$	± 2	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
Résultats de l'ajustement	Erreurs déduites	
$\lambda^+/\lambda^- = 0.016 \pm 0.020$	∓ 0.018 ∓ 0.004	
&		
$R = 174 \pm 16$	∓ 8 ∓ 2	$\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
Résultats		
$\lambda^+/\lambda^- = 0.016 \pm 0.027$ (<i>stat</i>)		
&		
$R = 174 \pm 18$ (<i>stat</i>) $\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$		

Sensibilités

$\frac{\Delta(\lambda^+/\lambda^-)}{\Delta(\lambda_C^-)} = \frac{-0.009}{1000} \text{ s}$, $\frac{\Delta(\lambda^+/\lambda^-)}{\Delta(\Delta\lambda)} = \frac{-0.002}{1000} \text{ s}$, $\frac{\Delta(R)}{\Delta(\lambda_C^-)} = \frac{-4000}{1000}$, $\frac{\Delta(R)}{\Delta(\Delta\lambda)} = \frac{-1000}{1000}$

En conclusion, nous présentons dans le tableau 3.18 les valeurs de λ^+/λ^- obtenues comme résultats des différentes méthodes d'analyse. Le résultat de l'analyse simultanée des spectres des rayons γ et des électrons reste le plus fiable. Il présente en effet l'erreur la plus faible et, d'une part, une indépendance aux calculs théoriques de paramètres intervenant dans la distribution des rayons γ , d'autre part, une indépendance aux résultats douteux d'autres expériences.

Tableau 3.18: Valeurs de λ^+/λ^- pour les différentes méthodes d'analyse possibles. La valeur en gras est le résultat principal de cette expérience, obtenu indépendamment de toute hypothèse sur R , λ_D^- , ou $\Delta\lambda$ dans le ^{11}B .

λ^+/λ^-	Données
$0.028 \pm 0.021 \pm 0.003$	$dN_{320}^\gamma(t)/dt; dN^{e^-}(t)/dt$; uniquement expérimental
$0.044 \pm 0.019 \pm 0.020$	$dN_{320}^\gamma(t)/dt; \lambda_D^-$ & $\Delta\lambda$ calculés
0.016 ± 0.027	$dN_{320}^\gamma(t)/dt; \lambda_D^-$ & $\Delta\lambda$ mesurés (non publiés)

Chapitre 4

Discussion

4.1 Discussion des résultats expérimentaux

Dans le paragraphe 1.3.4, nous avons présenté les données expérimentales existantes concernant les paramètres de l'évolution temporelle des populations hyperfines (voir les équations (1.36) et (1.37)). Nous y comparons ici les résultats de notre expérience.

La valeur de λ^+/λ^- obtenue,

$$\lambda^+/\lambda^- = 0.028 \pm 0.021 \pm 0.003 , \quad (4.1)$$

est largement inférieure à la limite ($\lambda^+/\lambda^- \leq 0.26$) rapportée dans la référence [Deu68]. Sa précision est cependant moins bonne que ce qu'avaient laissé espérer les études de faisabilité de cette expérience. Ce fait affecte directement la précision avec laquelle nous déterminons la valeur de g_P/g_A (voir paragraphe 4.2.3 ci-dessous). La valeur du taux de conversion hyperfine utilisée dans les simulations de l'étude de faisabilité est celle de D. Favart *et al.* [Fav70] : $R = 330 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Nous remarquons que la valeur déduite de nos mesures pour ce paramètre, $R = 181 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, vaut près de la moitié de la valeur déterminée par D. Favart *et al.*. Une conversion hyperfine deux fois plus lente implique un retour asymptotique deux fois plus lent de l'évolution de la distribution temporelle des rayons γ de 320 keV vers une exponentielle simple. Pour une même durée de la fenêtre de mesure, l'amplitude de l'écart à cette exponentielle simple est donc déterminée moins précisément. Or c'est cette amplitude qui est sensible à λ^+/λ^- (voir équation (1.37)). Une même expérience dans un noyau présentant une conversion hyperfine plus rapide sera donc plus sensible à λ^+/λ^- .

Par ailleurs, nous déduisons une valeur du taux de conversion hyperfine,

$$R = 181 \pm 16 \pm 1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} , \quad (4.2)$$

compatible, dans les barres d'erreur, avec les valeurs rapportées dans les références [Deu68, Gre70, Ish82] (voir figure 4.1). Ce résultat se distingue par sa grande précision. Il s'écarte cependant de 3σ de la valeur mesurée par Favart *et al.* [Fav70] dans une expérience de *TF- μ SR* ("transverse field muon spin rotation"). Si on ne peut exclure que cet écart soit dû à une fluctuation statistique, il est à noter qu'une expérience *TF- μ SR* présente une sensibilité à d'éventuels effets d'état solide responsables de la relaxation du spin des

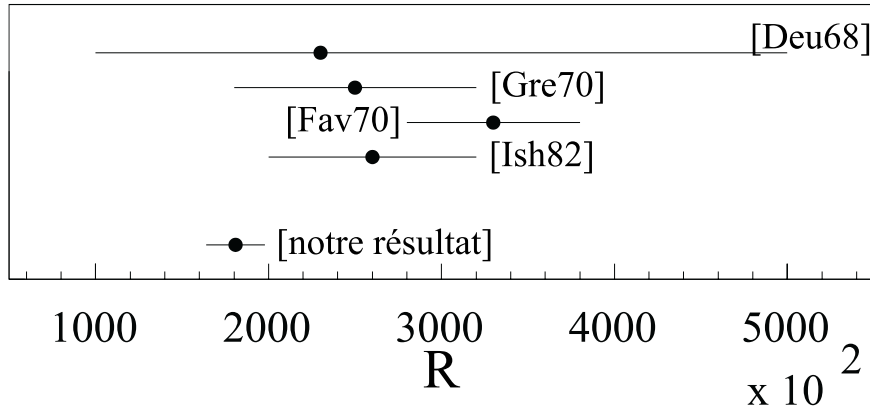


Figure 4.1: Valeurs expérimentales du taux de conversion hyperfine, R (voir paragraphe 1.3.4). Le résultat de notre expérience se distingue par sa grande précision et le fait que $\Delta\lambda$ n'a pas été négligé.

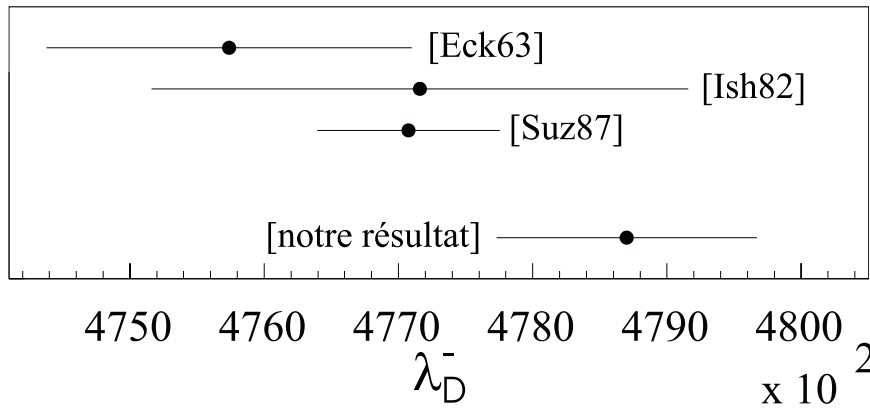


Figure 4.2: Valeurs expérimentales du taux de disparition des muons dans le ^{11}B (voir paragraphe 1.3.4). Contrairement aux valeurs approchées obtenues par les mesures antérieures, le résultat de l'expérience présentée ici est le taux de disparition depuis le niveau hyperfin inférieur, λ_D^- .

muons. Le couplage de champs magnétiques internes et du spin des muons aurait en effet la même signature que la conversion hyperfine, à savoir la disparition de la population polarisée de l'état hyperfin supérieur. Un tel couplage a été observé dans le cas de muons positifs arrêtés dans une poudre de ^{11}B [Wia94]; ce noyau possède un moment magnétique important $\mu = 2.688637 \mu_N$. Par ailleurs, notre résultat est inférieur mais reste comparable à la prédiction de Winston : $R = 250 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ [Win63].

L'ajustement aux données converge vers une valeur du taux de disparition à partir du niveau hyperfin inférieur,

$$\lambda_D^- = 478.70 \pm 0.72 \pm 0.25 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} , \quad (4.3)$$

légèrement plus grande que les résultats expérimentaux existants (voir figure 4.2). Le fait de négliger l'effet hyperfin ($\Delta\lambda = 0$ plutôt que $\Delta\lambda < 0$) a en effet pour conséquence une sous-estimation de λ_D^- lors de l'analyse des mesures antérieures [Eck63, Suz87]. Utilisant le taux de désintégration du muon libre, $\lambda_0 = 455166 \text{ s}^{-1}$, nous déduisons le taux de

capture à partir de la valeur du taux de disparition rapportée en (4.3),

$$\lambda_C^- = 23.53 \pm 0.72 \pm 0.25 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} . \quad (4.4)$$

Cette valeur présente un accord raisonnable avec le taux de capture théorique $\lambda_C^- = 20.6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, calculé par Koshigiri [Kos84], si l'on suppose une erreur optimiste de l'ordre de 10% sur son calcul.

Enfin, la mesure de l'amplitude de l'effet hyperfin dans le ^{11}B ,

$$\Delta\lambda = -13.2 \pm 1.7 \pm 0.7 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} , \quad (4.5)$$

peut être considérée comme un résultat additionnel original. Elle est en désaccord avec l'unique mesure existante [Ish82], mais cette dernière est sujette à caution. Par ailleurs, le résultat de notre expérience est du même ordre que la valeur calculée par Koshigiri, à savoir $\Delta\lambda = -9.9 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ [Kos84]. Il existe également une prédiction du rapport $\Delta_{rel} = \Delta\lambda/\langle\lambda_C\rangle = -1.23$ [Suz87, Win63, Pri59] qui, combinée avec la valeur de $\lambda_C^- = 23.54 \pm 0.72 \pm 0.25 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ déduite de notre expérience, et utilisant l'expression (3.23) dans le cas du ^{11}B , permet de déduire une valeur de $\Delta\lambda = -16.4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Ce résultat présente à nouveau un accord raisonnable avec le résultat de notre expérience.

En conclusion, cette expérience a permis de déterminer le taux de conversion hyperfine R avec une précision nettement meilleure que les données existantes. Elle a permis la mesure du taux de disparition λ_D^- , déterminé jusqu'à ce jour seulement sous certaines hypothèses non valides. L'effet hyperfin $\Delta\lambda$, jamais mesuré auparavant dans le ^{11}B , a aussi été déduit des données de cette expérience. Mais surtout, le rapport des taux de capture exclusifs, λ^+/λ^- , a été évalué. L'interprétation de cette valeur en une valeur correspondante de g_P/g_A fera l'objet des paragraphes suivants. Enfin, il est important de rappeler que ces valeurs sont issues d'un même ajustement.

4.2 De λ^+/λ^- à g_P/g_A via les modèles nucléaires

Nous avons donné dans le chapitre 1 les raisons de la sensibilité de λ^+/λ^- à g_P/g_A . Nous détaillons ci-dessous le formalisme permettant d'établir la dépendance entre ces deux grandeurs, et permettant donc l'interprétation du résultat de notre expérience.

4.2.1 Relation et sensibilité aux modèles

Un premier calcul théorique des taux de capture hyperfins dans le ^{11}B , λ^+ et λ^- , est présenté par J. Bernabeu dans la référence [Ber71]. Il confirme une sensibilité importante de λ_C^+/λ_C^- à g_P/g_A .

V. Kuz'min *et al.* [Kuz94] présentent également un calcul du rapport des taux de capture en fonction des valeurs de g_P/g_A . Ces auteurs utilisent une description des amplitudes de capture plus complète que J. Bernabeu (prise en compte des termes de recul et base plus complète pour la fonction d'onde de l'état $1/2^-$ du ^{11}Be). Ils obtiennent des résultats similaires mais légèrement inférieurs aux valeurs présentées par J. Bernabeu (voir figure 3 de la référence [Kuz94]). En outre, V. Kuz'min *et al.* comparent les résultats de

ces calculs dans le cadre de différents modèles nucléaires. Nous discutons dans la suite de ce paragraphe la méthode utilisée et les résultats obtenus par ces auteurs.

En appliquant les expressions (1.) et (2.) de la référence [Kuz94] au cas de la capture $\mu^- + {}^{11}\text{B}(3/2^-) \rightarrow {}^{11}\text{Be}(1/2^-) + \nu_\mu$, nous obtenons l'expression suivante des taux de capture partiels :

$$\lambda^+ = \frac{V}{5} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \left[\sqrt{15}M_1(2) - M_2(2) \right]^2 + 8M_2^2(-3) \right\} , \quad (4.6)$$

$$\lambda^- = \frac{V}{3} \cdot \left\{ 8M_1^2(-1) + \frac{1}{2} \left[\sqrt{15}M_2(2) + M_1(2) \right]^2 \right\} , \quad (4.7)$$

avec

$$V = \frac{1}{2} [G \cos \theta_c m_\mu^2]^2 \frac{m_\mu}{\hbar} 4\alpha^3 Z^3 R_\mu(Z) \left(\frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \frac{1 - E_\nu/(m_\mu + M)}{(1 + m_\mu AM)^3} , \quad (4.8)$$

$$E_\nu = 92.833 \text{ MeV} , \quad (4.9)$$

$$R_\mu(Z) = \frac{\int |\varphi_\mu(\vec{r})|^2 \rho(\vec{r}) d\vec{r}}{|\varphi_\mu(0)|^2} = \left(\frac{Z_{eff}}{Z} \right)^4 = 0.849 , \quad (4.10)$$

où G est la constante de Fermi; $\cos \theta_c$ est l'angle de mélange de Cabibbo; m_μ est la masse du muon; α est la constante de structure fine; M est la masse du nucléon; $\rho(\vec{r})$ est la distribution de densité de charge dans le noyau; et enfin $\varphi_\mu(0)$ est la partie spatiale de la fonction d'onde du muon évaluée dans le champ d'un noyau ponctuel Ze en $r = 0$. La partie spatiale de la fonction d'onde du muon variant lentement au sein d'un noyau léger, elle est remplacée par sa valeur moyenne, $R_\mu(Z)$, et est factorisée devant les éléments de matrice nucléaires. Dans une description non relativiste de la capture du muon par un proton, le moment du neutrino sortant est égal au moment transféré $|\vec{q}|$ et au recul $|\vec{p}_n|$ du neutron. Nous en déduisons que : $E_\nu = |\vec{q}|c = |\vec{p}_n|c$. Le symbole $M_J(k)$ désigne l'amplitude de la transition impliquant un transfert de moment angulaire total J au noyau ($|I_i - I_f| \leq J \leq I_i + I_f$, $I_{i(f)} \equiv$ spin du noyau initial (final)), et l'émission d'un neutrino avec un moment angulaire orbital (\vec{l}_ν) et un moment angulaire total (\vec{j}_ν) définis par k :

$$j_\nu = l_\nu - \frac{1}{2} = |k| - \frac{1}{2} \quad \text{si } k > 0 , \quad (4.11)$$

$$j_\nu = l_\nu + \frac{1}{2} = |k| - \frac{1}{2} \quad \text{si } k < 0 . \quad (4.12)$$

Cette définition n'est rigoureusement correcte que si l'on néglige le moment angulaire orbital $\vec{\rho}$ porté par les termes de recul du neutron. Il serait donc plus précis de remplacer l_ν par le moment angulaire correspondant à $(\vec{l}_\nu + \vec{\rho})$ dans les équations (4.11) et (4.12).

Etant donnés les spins et parités du ${}^{11}\text{B}_{gs}$ et du ${}^{11}\text{Be}^*$, respectivement $I_i^\pi = 3/2^-$ et $I_f^\pi = 1/2^-$, il s'agit de décrire une transition *permise* ($J = 1$ et $\Delta\pi = 1$) ou *deux fois interdite* ($J = 2$ et $\Delta\pi = 1$). La conservation de la parité entre les états initial et final implique la parité du moment angulaire ($\vec{l}_\nu + \vec{\rho}$). Par ailleurs, le spin total du système après la capture ($\vec{I}({}^{11}\text{Be}^*) + \vec{j}_\nu$) doit pouvoir se coupler au spin d'un des deux états hyperfins ($F^- = 1$, $F^+ = 2$). Ces règles de sélection permettent de définir les différents états quantiques possibles pour le neutrino sortant : $k = -1, 2$, ou -3 .

Les amplitudes de transition sont calculées en utilisant l'hamiltonien d'interaction présenté dans le chapitre 1, dans le cadre de l'approximation d'impulsion, et supposant des nucléons non relativistes (équation (1.63) dans [Bal67]) :

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= \frac{1}{2}(1 - \vec{\sigma}\hat{\nu}) \sum_{i=1}^A \tau_i^{(-)} \{G_V 1 \cdot 1_i + G_A \vec{\sigma}\vec{\sigma}_i - G_P(\vec{\sigma}\hat{\nu})(\vec{\sigma}_i\hat{\nu}) \\ &- \frac{g_V}{M}(\vec{\sigma}\hat{\nu})(\vec{\sigma}\vec{p}_i) - \frac{g_A}{M}(\vec{\sigma}\hat{\nu})(\vec{\sigma}_i\vec{p}_i)\} , \end{aligned} \quad (4.13)$$

où un opérateur portant l'indice i agit sur le $i^{\text{ème}}$ nucléon; $\hat{\nu}$ est la direction de la quantité de mouvement du neutrino sortant; $\vec{\sigma}$ est l'opérateur de spin (matrices de Pauli); et $\tau_i^{(-)}$ est l'opérateur d'isospin transformant le proton en neutron. L'approximation d'impulsion consiste, d'une part, à considérer l'interaction muon-noyau comme une somme de contributions indépendantes des interactions muon-nucléon. D'autre part, elle consiste également à utiliser les valeurs des couplages faibles de nucléons libres (pas de corrections d'échanges mésoniques). Le nucléon est décrit par une fonction d'onde non relativiste et seuls les termes linéaires en $(q/2M)$, $(E_\nu/2M)$, ou $(1/M)$ apparaissent dans l'hamiltonien considéré. Les facteurs de forme G_i sont des combinaisons des facteurs g_i définis dans le paragraphe 1.1.2 :

$$G_V = g_V \left(1 + \frac{E_\nu}{2M}\right) + g_s , \quad (4.14)$$

$$G_A = g_A - (g_V + g_M) \frac{E_\nu}{2M} , \quad (4.15)$$

$$G_P = \{(g_P - g_A) - (g_V + g_M + g_T)\} \frac{E_\nu}{2M} , \quad (4.16)$$

où les couplages faibles sont fixés aux valeurs suivantes [Kuz94] :

$$g_A = 1.26, \quad g_V = 0.978, \quad g_M = 0.351\mu_N, \quad g_T = g_S = 0, \quad g_P = \left(\frac{g_P}{g_A}\right) \cdot g_A . \quad (4.17)$$

Le facteur (g_P/g_A) sera fixé à différentes valeurs, dans le but d'établir la dépendance du rapport des taux de capture à ce paramètre.

Les amplitudes $M_J(k)$ s'expriment donc comme des combinaisons des facteurs de forme faibles g_i et d'éléments de matrice réduits, $[ml_\nu J]$, $[ml_\nu J\pm]$ et $[ml_\nu Jp]$ (voir équation 3.13 de la référence [Bal67]). m ($= 0$ ou 1) est un indice désignant différents éléments de matrice. Les éléments annotés par $[...\pm]$ comprennent une dérivée spatiale de la fonction d'onde du muon, l'opérateur correspondant portant une unité supplémentaire de moment angulaire. Les éléments annotés par $[...p]$ font intervenir l'opérateur impulsion \hat{p} agissant sur la fonction d'onde du nucléon, et portant également une unité supplémentaire de moment angulaire. Ces termes prennent en compte le recul du nucléon ("velocity-dependent terms"). Les expressions (3.20) de la référence [Bal67] nous permettent d'écrire l'expression explicite des amplitudes de transitions intervenant dans les équations (4.6)

et (4.7) :

$$\begin{aligned}
M_1(-1) &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ -g_A[101] - g_V \frac{q}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{2}{3}} \right. \\
&\quad \cdot \left(\sqrt{\frac{1}{3}}[121+] - \sqrt{\frac{2}{3}}[101-] \right) - \frac{g_A}{M}[011p] + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{g_V}{M}[111p] \\
&\quad \left. - \sqrt{\frac{1}{3}}(g_A - g_P) \frac{q}{2M} \left(\sqrt{\frac{2}{3}}[121+] + \sqrt{\frac{1}{3}}[101-] \right) \right\} , \quad (4.18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_1(2) &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ g_A[121] - \sqrt{\frac{1}{3}} g_V \frac{q}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \right. \\
&\quad \cdot \left(\sqrt{\frac{1}{3}}[121+] - \sqrt{\frac{2}{3}}[101-] \right) + \frac{g_A}{M} \sqrt{2}[011p] + (g_A - g_P) \\
&\quad \left. \cdot \frac{q}{2M} \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\sqrt{\frac{2}{3}}[121+] + \sqrt{\frac{1}{3}}[101-] \right) + \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{1}{3}}[111p] \right\} , \quad (4.19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_2(2) &= \sqrt{\frac{2}{5}} \left\{ g_V \sqrt{2}[022] - g_A[122] + g_V \frac{q}{2M} \sqrt{2}[022+] \right. \\
&\quad \left. + g_V \frac{q}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n)[122+] - \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{5}{3}}[112p] \right\} , \quad (4.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_2(-3) &= \sqrt{\frac{2}{5}} \left\{ g_V \sqrt{3}[022] + g_A \sqrt{\frac{2}{3}}[122] + g_V \frac{q}{2M} \sqrt{3}[022-] \right. \\
&\quad \left. - g_V \frac{q}{2M} (1 + \mu_p - \mu_n) \sqrt{\frac{2}{3}}[122-] - \frac{g_V}{M} \sqrt{\frac{5}{3}}[132p] \right\} . \quad (4.21)
\end{aligned}$$

Les éléments de matrice nucléaires sont évalués par V. Kuz'min *et al.* dans le cadre d'un modèle en couche, envisageant le noyau comme un ensemble de nucléons indépendants plongés dans un potentiel effectif. Ce modèle permet la détermination d'une base d'états quantiques pour les nucléons, des énergies de ces niveaux, ainsi que des fonctions d'onde correspondantes. Certains modèles prennent en compte des interactions nucléon-nucléon (par paires) dites effectives, et intervenant soit via une modification du potentiel, soit via des éléments de matrice supplémentaires. Le noyau de ^{11}B est décrit comme un cœur de ^4He inerte et sept nucléons occupant les huit états de la couche $0p$ ($0p_{3/2}$, $0p_{1/2}$).

Les calculs des niveaux et fonctions d'onde pour le nucléon sont effectués au moyen du code OXBASH [Etc84]. Dans la référence [Kuz94], V. Kuz'min *et al.* comparent les valeurs calculées des taux de capture hyperfins, λ^+ et λ^- , ainsi que de leur rapport λ^+/λ^- , dans le cadre des différents modèles détaillés dans le tableau 4.1, extrait de la même référence. Ces derniers utilisent différentes interactions effectives au sein de la couche $0p$. Celles-ci résultent de l'ajustement, par moindres carrés, des niveaux d'énergie "single-particle" (SPE : $0p_{3/2}$, $0p_{1/2}$), ou des éléments de matrice de l'interaction nucléon-nucléon (TBME \equiv "Two Body Matrix Element"), à un ensemble de valeurs expérimentales

Tableau 4.1: Différents modèles nucléaires considérés. $SPE \equiv$ “Single Particle Energy level”, $TBME \equiv$ “Two Body Matrix Element”. $(\Delta E_{rms})^2 = \sum_{i=1}^N (E_i^{exp} - E_i^{th})^2 / N$.

Acronymes des modèles		Nbre de paramètres	Ajustement		
[Kuz94]	référence		données		qualité
			A	N niveaux	ΔE_{rms} (MeV)
CKPOT	(8-16)POT [Coh65]	2 SPE + 11 TBME	8-16	35	0.43
CKI	(8-16)2BME [Coh65]	2 SPE + 15 TBME	8-16	35	0.40
CKII	(6-16)2BME [Coh65]	2 SPE + 15 TBME	6-16	44	0.57
PKUO	PKUO [War92]	2 SPE	10-16	51	1.312
P1016T	P(10-16)T [War92]	2 SPE + 15 TBME	10-16	51	0.330
P516T	P(5-16)T [War92]	2 SPE + 15 TBME +1	5-16	86	0.576

d'énergies de liaison dans différents noyaux. Dans les deux paragraphes qui suivent, nous décrivons les caractéristiques des différents modèles nucléaires utilisés par V. Kuz'min *et al.*.

S. Cohen et D. Kurath [Coh65] envisagent comme variables les énergies des deux niveaux de la couche $0p$, ainsi que les 15 éléments de matrice d'interaction TBME. Un ajustement des spectres théoriques à 35 niveaux dans une gamme de noyaux tels que $A = 8 - 16$ (modèle CKI) converge vers leur valeur. L'ajustement des mêmes variables à 44 niveaux correspondant à une gamme de noyaux plus large, soit $A = 6 - 16$, mène à des spectres en moyenne moins proches de l'expérience (modèle CKII). Enfin, l'hypothèse d'une même fonction d'onde radiale sur les deux niveaux $1p_{3/2}$ et $1p_{1/2}$ permet de réduire à 11 le nombre d'éléments de matrice à évaluer. Leur ajustement à un ensemble de 35 niveaux ($A = 8 - 16$, modèle CKPOT) mène à des résultats similaires à ceux du modèle CKI. Ces modèles permettent de reproduire le spectre du ^{11}B de façon assez bonne.

Une analyse similaire de E. K. Warburton et B. A. Brown [War92] consiste en l'ajustement des 2 niveaux et des 15 éléments de matrice à 51 niveaux expérimentaux pour des noyaux allant de $A = 10$ à $A = 16$ (modèle P1016T). Les quatre modèles que nous venons de décrire supposent des éléments de matrice et des énergies des niveaux $1p_{3/2}$ et $1p_{1/2}$ indépendants de la masse nucléaire A . Dans le modèle P516T, un paramètre variable supplémentaire permet de décrire une certaine dépendance en A des éléments de matrice. Le nombre de variables passe alors à 18. Elles sont ajustées à 86 niveaux dans des noyaux tels que $A = 5 - 16$. Enfin, des expériences de diffusion nucléon-nucléon fournissent suffisamment d'informations pour permettre une description plus fondamentale des interactions effectives, en terme de potentiels. Les énergies des deux niveaux de la couche $0p$ sont, dans ce cas, les deux seuls variables du modèle PKUO ajustées aux 51 niveaux de la gamme $A = 10 - 16$.

La comparaison des relations entre λ^+/λ^- et g_P/g_A obtenues dans le cadre de ces différents modèles est illustrée dans la figure 4.3 [Kuz94]. Contrairement aux taux de capture, leur rapport λ^+/λ^- s'avère particulièrement peu sensible au passage d'un modèle nucléaire à l'autre. Cette sensibilité est de l'ordre de 10% pour $g_P/g_A = 7$. La valeur de g_P/g_A correspondant au rapport des taux de capture hyperfins obtenu expérimentalement,

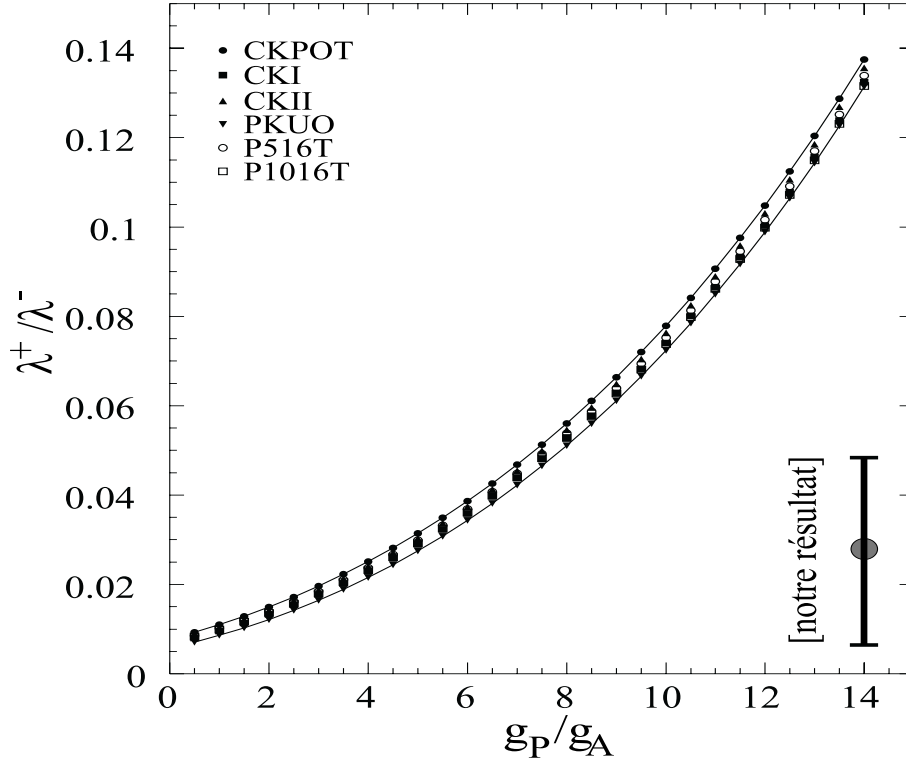


Figure 4.3: Valeurs théoriques de λ^+/λ^- [Kuz94] pour différentes valeurs de g_P/g_A (les valeurs des autres couplages étant fixées, voir l'équation (4.17)). Les résultats des calculs sont comparés pour différents modèles nucléaires dont les acronymes sont définis dans le tableau 4.1.

$\lambda^+/\lambda^- = 0.03$, ne dépend que très faiblement du modèle utilisé. A cette valeur de λ^+/λ^- , l'incertitude sur g_P/g_A liée aux modèles nucléaires est de $\Delta_{g_P/g_A} \simeq 0.6$. Celle-ci reste de loin inférieure à l'incertitude correspondant à l'erreur expérimentale sur λ^+/λ^- . La faible dépendance du rapport λ^+/λ^- au modèle nucléaire et sa grande sensibilité à g_P/g_A est mise en évidence pour les deux isotopes du bore ($^{10}\text{B}(3^+) \rightarrow ^{10}\text{Be}(2_2^+)$, $^{11}\text{B}(3/2^-) \rightarrow ^{11}\text{Be}(1/2^-)$).

Le rapport λ^+/λ^- présente une dépendance essentiellement quadratique en g_P/g_A (voir figure 4.3). Les taux de capture hyperfins sont en effet dominés par la transition *permise* (Gamov-Teller), et plus spécifiquement par l'élément de matrice [101] ($l_\nu = 0$). Si nous ne considérons dans les équations (4.6) et (4.7) que les termes en [101] des transitions *permisses* $M_1(k)$, l'expression du rapport λ^+/λ^- se simplifie :

$$\frac{\lambda^+}{\lambda^-} = \frac{G_P^2}{8G_A^2 + G_P^2 - \frac{16}{3}G_A G_P}, \quad (4.22)$$

où les facteurs G_i sont définis par les expressions (4.14) à (4.17). Cette expression (4.22) démontre la dominance de la dépendance quadratique de λ^+/λ^- à G_P . Les valeurs des autres facteurs de formes étant fixées (voir équation (4.17)), nous déduisons la dominance d'une dépendance quadratique en g_P . Remarquons que λ^+/λ^- n'est pas sensible au signe de g_P .

Si l'on ne considère que l'onde S ([101]), la dépendance de λ^+/λ^- n'apparaît que via des termes quadratiques en $(1/M)$ (voir équation (4.22)). Dans la référence [Bar98], A. L.

Barabanov critique la cohérence des approximations faites par V. Kuz'min *et al.* [Kuz94]. Cet auteur souligne en effet que d'autres termes quadratiques en $(1/M)$ apparaissent dans l'expression de λ^+/λ^- si l'on prend en compte, dans le carré des amplitudes de transition, les interférences de termes d'ordre zéro et du second ordre. Or, les amplitudes de transition ne sont habituellement développées qu'au premier ordre en $(1/M)$ [Bal67, Kuz94]. En réponse à ce problème, A. L. Barabanov [Bar99] a étudié l'expression des amplitudes de transition $M_J(k)$ développées au second ordre en $(1/M)$. Dans le cas d'une transition $3/2^- \rightarrow 1/2^-$, il montre que les termes du second ordre dans l'amplitude $M_1(2)$, contribution dominante au taux λ^+ , ne participent que pour tout au plus quelques pourcents au taux de capture. Cette conclusion rend sa légitimité à l'approximation faite par l'emploi d'un hamiltonien du premier ordre en $(1/M)$.

Une dernière remarque concerne le potentiel nucléaire utilisé par V. Kuz'min *et al.* pour obtenir les résultats présentés dans la figure 4.3. Ces auteurs supposent un potentiel isotropique de type "oscillateur harmonique" identique pour les deux noyaux, ^{11}B et ^{11}Be . Ce puit de potentiel est caractérisé par le paramètre b [Etc84],

$$b = \sqrt{\frac{(\hbar c)^2}{Mc^2 \hbar \omega}} = \frac{45}{A^{\frac{1}{3}}} - \frac{25}{A^{\frac{2}{3}}} = 1.65 \text{ fm} , \quad (4.23)$$

où b est proportionnel au rayon de charge moyen dans le ^{11}B ($\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 2.42(12) \text{ fm}$ [Dej74]). Cette hypothèse permet l'utilisation des mêmes fonctions d'onde pour les protons initiaux et les neutrons finaux. Cependant, elle ne tient pas compte de l'existence d'un halo de neutron dans les états liés du ^{11}Be . Cette remarque pose la question de l'influence de ce halo sur les taux de capture. Ce point est abordé en détails dans le paragraphe suivant. V. Kuz'min *et al.* ont également montré que, pour $g_P/g_A = 7$, un variation de b de l'ordre de 10% ($\Delta_b = 0.17 \text{ fm}$), soit deux fois l'erreur expérimentale, induit un changement de l'ordre de 10% de λ^+/λ^- ($\Delta_{\lambda^+/\lambda^-} = 0.005$). A nouveau, cette incertitude est faible en comparaison avec notre erreur expérimentale sur λ^+/λ^- .

4.2.2 Effet du halo de neutron dans le ^{11}Be

Le ^{11}Be est un exemple largement étudié de noyau à halo de neutron ("one neutron halo nucleus") [Han95]. Il peut, en bonne approximation, être envisagé comme un système à deux corps composé d'un neutron couplé à un cœur de ^{10}Be . Les résultats expérimentaux confirment l'existence d'un neutron en halo dans l'état fondamental ($^{11}\text{Be}(1/2^+)$) [Han95]. Il existe également des indications de l'extension de la fonction d'onde d'un neutron dans le premier état excité ($^{11}\text{Be}(1/2^-)$) [Des97]. La faible énergie de séparation de ce neutron ($S_n(1/2^-) = 183 \text{ keV}$, $S_n(1/2^+) = 0.503 \text{ keV}$) est responsable de l'étalement (par effet tunnel) de sa fonction d'onde hors du cœur de ^{10}Be . Il existe donc une probabilité de présence du neutron non négligeable à un rayon supérieur au rayon moyen de la distribution de charge.

Le neutron étant le produit de la capture du muon par le proton, l'étalement de sa fonction d'onde dans le $^{11}\text{Be}^*(1/2^-, 320 \text{ keV})$ affecte directement les taux de capture. La question soulevée, et concernant directement l'interprétation de nos résultats, est donc de savoir comment la présence d'un halo de neutron dans le ^{11}Be modifie le rapport des taux de capture hyperfins.

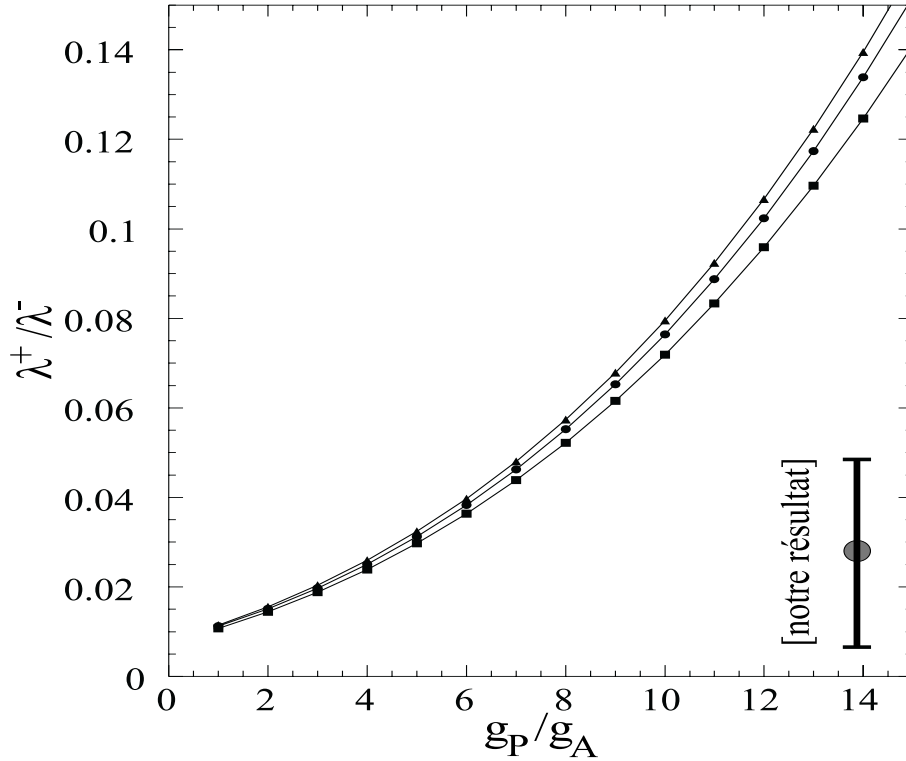


Figure 4.4: Valeurs théoriques de λ^+/λ^- pour différentes valeurs de g_P/g_A . Les cercles sont obtenus par l'utilisation de fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique (CKPOT [Kuz94]), tandis que les carrés (triangles) résultent de l'introduction d'une fonction d'onde du halo dans un potentiel de type Woods-Saxon sphérique (déformé) [Suz96].

L'étude de la dépendance de λ^+/λ^- à g_P/g_A présentée par T. Suzuki [Suz96] prend en compte le halo de neutron. Son calcul diffère de celui de V. Kuz'min *et al.* par la description du neutron $\nu p_{1/2}$ à l'aide d'une fonction d'onde, solution de l'équation de Schrödinger dans un potentiel de Woods-Saxon (sphérique [Suz96] ou déformé [Rid96]), potentiel adapté pour reproduire l'énergie de séparation du neutron. La figure 4.4 illustre les résultats de ces calculs. Les valeurs de λ^+/λ^- obtenues respectivement par V. Kuz'min *et al.* et T. Suzuki sont semblables pour un potentiel nucléaire de type oscillateur harmonique et en utilisant donc les mêmes fonctions d'onde. Il apparaît que le halo de neutron n'affecte pas significativement le rapport des taux de capture hyperfins. Nous observons que la description d'un halo par une fonction d'onde de type Woods-Saxon sphérique (déformé), pour une valeur de $\lambda^+/\lambda^- = 0.03$, introduit une modification de la valeur de g_P/g_A de $\Delta_{g_P/g_A}^{sph.} \simeq 0.15$ ($\Delta_{g_P/g_A}^{def.} \simeq 0.25$). Remarquons qu'il s'agit ici d'une correction et non d'une erreur supplémentaire. La sensibilité au halo reste de loin inférieure aux erreurs expérimentales.

Ouvrons une parenthèse pour faire quelques commentaires sur les valeurs des taux de capture λ^+ et λ^- obtenues par T. Suzuki [Suz96]. Les valeurs théoriques de ces taux se sont avérées fortement sensibles au modèle nucléaire utilisé [Kuz94], elles se révèlent également sensibles à la présence d'un neutron en halo [Suz96]. Les taux de capture augmentent en présence de ce halo. Une comparaison de ces valeurs théoriques aux taux expérimentaux serait donc un test intéressant des modèles. T. Suzuki [Suz96] compare un taux de capture moyen vers le $^{11}\text{Be}^*(320 \text{ keV})$, soit $\bar{\lambda} = N_0^+ \lambda^+ + N_0^- \lambda^-$, à sa valeur

expérimentale mesurée par Deutsch *et al.* : $\bar{\lambda} = 1000 \pm 100 \text{ s}^{-1}$ [Deu68]. C'est à ce niveau qu'il convient d'être plus précis. L'existence d'une conversion hyperfine non nulle implique une redéfinition du taux de capture moyen. Si N_μ est le nombre total de muons arrêtés dans une cible, si N_{320} est le nombre total de rayons γ de 320 keV émis suite à une capture nucléaire, et enfin si λ_0 et λ_C sont respectivement le taux de désintégration et le taux de capture des muons, alors l'expression exacte de la grandeur $\bar{\lambda}$ mesurée est :

$$\bar{\lambda} = \frac{N_{320}}{N_\mu}(\lambda_0 + \lambda_C) = \lambda^+ N_0^+ \left(\frac{\lambda_0 + \lambda_C}{\lambda_0 + \lambda_C + R} \right) + \lambda^- \left[N_0^- + N_0^+ \left(\frac{R}{\lambda_0 + \lambda_C + R} \right) \right], \quad (4.24)$$

où nous avons posé $\lambda_C^+ = \lambda_C^- = \lambda_C$. Nous constatons que cette expression n'est égale à une moyenne statistique que dans la limite d'une conversion hyperfine nulle, $R = 0$. Utilisant pour λ_D et R les résultats de notre expérience, et calculant $\bar{\lambda}$ à différentes valeurs de g_P/g_A à partir des résultats de T. Suzuki, il apparaît que les taux absolus présentent un désaccord significatif avec l'expérience, sauf dans le cas des taux calculés au moyen de fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique et d'un ensemble donné d'interactions effectives ("PSD" [Suz96]). Ce désaccord laisse donc une question ouverte. Toutefois, soulignons qu'il ne concerne pas le rapport des taux de capture, nécessaire à la détermination de g_P/g_A , mais bien leur valeur absolue individuelle.

4.2.3 Interprétation de la valeur expérimentale de λ^+/λ^-

Nous disposons à présent de la relation permettant d'interpréter les valeurs de λ^+/λ^- en termes des valeurs correspondantes de g_P/g_A ; celle-ci est illustrée par la figure 4.5. Nous avons montré que, comparativement aux incertitudes d'origine expérimentale, cette relation ne présente pas de dépendance significative au modèle nucléaire en couche utilisé. Elle ne présente pas non plus de sensibilité significative à la présence d'un halo de neutron dans le premier état excité du ^{11}Be .

Nous utilisons les résultats des calculs de T. Suzuki, qui tient compte de nos connaissances actuelles du système $A = 11$. Cet auteur décrit le noyau par un modèle en couche ("CKPOT") et décrit le halo de neutron par une fonction d'onde dans un potentiel de type Woods-Saxon déformé. Dans ces conditions, la valeur du **rapport des taux de capture partiels extraits de nos mesures**,

$$\frac{\lambda^+}{\lambda^-} = 0.028 \pm 0.021 \text{ (stat.)} \pm 0.003 \text{ (syst.)}, \quad (4.25)$$

correspond à la valeur du **rapport des couplages pseudoscalaire et axial**,

$$\frac{g_P}{g_A} = 4.3_{-4.3}^{+2.8} \text{ (stat.)} \pm 0.5 \text{ (syst.)}. \quad (4.26)$$

La figure 4.5 illustre ce résultat, et résume l'aboutissement de notre expérience. L'importance des barres d'erreur sur g_P/g_A trouve son origine dans la largeur de l'inter-

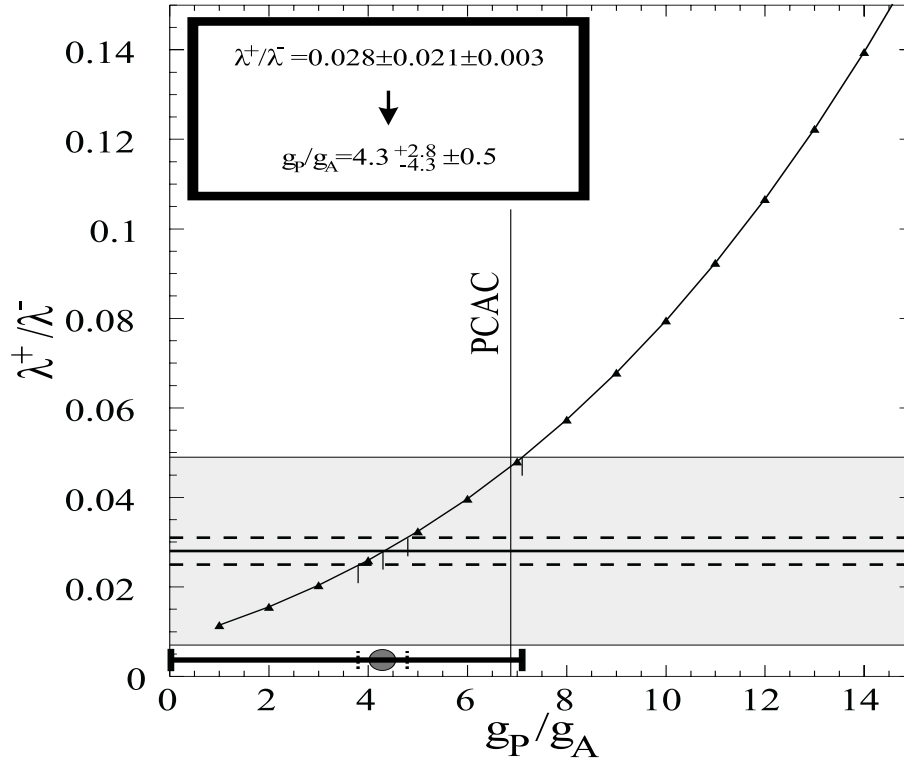


Figure 4.5: Valeurs de λ^+/λ^- calculées en fonction de g_P/g_A , dans le cadre d'un modèle en couche "CKPOT" [Kuz94]. Le neutron en halo est décrit par une fonction d'onde d'un potentiel Wood-Saxon déformé [Suz96,Rid96]. Les lignes horizontales continues correspondent à la valeur de λ^+/λ^- et aux bornes de son intervalle d'erreur statistique (1σ), extraites de nos mesures. Les lignes pointillées sont les bornes de l'intervalle d'erreur systématique.

valle d'erreur sur λ^+/λ^- , mais aussi dans le fait que la valeur de ce rapport est petite.

Notre résultat pour g_P/g_A s'écarte de moins d'une déviation standard de la prédiction de PCAC et de l'hypothèse de dominance du champ du pion ($g_P/g_A = 6.8$). Il est donc compatible avec cette dernière. La valeur obtenue ne confirme pas de forte augmentation du couplage pseudoscalaire dans le noyau léger qu'est le ^{11}B , contrairement aux tendances que laissent suspecter certains résultats de RMC (voir chapitre 1).

La valeur de g_P/g_A mesurée par RMC dans l'hydrogène [Jon96] reste à deux déviations standard de notre mesure. Si le résultat de TRIUMF devait se confirmer, nous devrions conclure à une différence de la valeur du couplage pseudoscalaire dans l'hydrogène et le ^{11}B . A ce niveau, la question reste donc ouverte.

Conclusions

En guise de conclusions, nous énonçons l'ensemble des résultats auxquels ce travail a abouti. Nous avons mesuré λ^+/λ^- et déduit g_P/g_A . De surcroît, nous avons déterminé de façon précise d'autres paramètres liés aux effets hyperfins dans la capture nucléaire du muon. Nous soulignons également, parmi nos résultats, deux propriétés concernant respectivement l'efficacité de détection des rayons γ par un détecteur germanium, et la mesure de distributions temporelles.

Paramètres hyperfins

L'ajustement à la distribution temporelle des rayons γ , émis suite à la capture nucléaire des muons, et simultanément, à la distribution temporelle des électrons de désintégration de ces muons, converge vers les valeurs optimales des paramètres hyperfins :

RÉSULTATS FINAUX DE L'ANALYSE				
Rapport des taux de capture hyperfins exclusifs				
λ^+/λ^-	=	0.028	± 0.021 (<i>stat.</i>)	± 0.003 (<i>syst.</i>)
Taux de conversion hyperfine				
R	=	181	± 16 (<i>stat.</i>)	± 1 (<i>syst.</i>) $\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
Taux de disparition depuis le niveau hyperfin inférieur				
λ_D^-	=	478.70	± 0.72 (<i>stat.</i>)	± 0.25 (<i>syst.</i>) $\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$
Effet hyperfin sur les taux de capture totaux				
$\Delta\lambda$	=	-13.2	± 1.7 (<i>stat.</i>)	± 0.7 (<i>syst.</i>) $\cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$

Le taux de conversion hyperfine, R , se distingue des résultats expérimentaux existants par sa grande précision. L'écart mis en évidence entre notre mesure et la valeur déterminée par une expérience $TF\text{-}\mu SR$ [Fav70] pourrait s'avérer une source d'information sur la distribution des champs magnétiques régnant sur les sites atomiques dans un cristal de ^{11}B . Ces champs sont en effet susceptibles de provoquer une relaxation de la polarisation des muons arrêtés dans la matière, augmentant ainsi la valeur apparente de R . Nous avons mis un tel effet en évidence sur une population de muons positifs polarisés arrêtés dans une cible de ^{11}B [Wia94].

Le taux de disparition depuis le niveau hyperfin inférieur, λ_D^- , résulte d'un ajustement tenant compte de l'effet hyperfin et de la conversion hyperfine, contrairement aux analyses des autres expériences dans lesquelles ces effets ont été négligés.

Par ailleurs, nous avons mesuré l'effet hyperfin dans le ^{11}B , effet pour lequel seules des prédictions théoriques existaient jusqu'à ce jour.

Enfin, nous avons obtenu la valeur du rapport des taux de capture hyperfins exclusifs, λ^+/λ^- . Celle-ci confirme la capture préférentielle des muons à partir du niveau hyperfin inférieur. Etant donné la forte corrélation entre le taux de conversion hyperfine R et le rapport λ^+/λ^- , une mesure indépendante de R avec une précision meilleure que 10% permettrait d'améliorer la précision sur λ^+/λ^- . Par ailleurs, une conversion hyperfine plus rapide permettrait une meilleure sensibilité à λ^+/λ^- .

Nous avons rappelé l'existence d'une mesure du taux "moyen" de capture exclusive du muon vers l'état excité du ^{11}Be [Deu68]. Ce taux "moyen" est souvent décrit erronément comme une moyenne statistique des taux de capture hyperfins supérieur et inférieur. Une expression rigoureuse n'est possible que moyennant la connaissance du taux de conversion hyperfine. La valeur de R que nous apportons permet donc une comparaison des résultats théoriques et des mesures sans effectuer d'approximation. Vu la sensibilité des estimations des taux absolus aux modèles utilisés, et notamment à la description du halo de neutron, cette comparaison constituerait un test intéressant des modèles.

Couplage pseudoscalaire

La description des noyaux dans le cadre d'un modèle en couche permet d'établir le lien entre le rapport des taux de capture hyperfins exclusifs et le rapport des couplages pseudoscalaire et axial :

COUPLAGE PSEUDOSCALAIRE			
λ^+/λ^-	=	0.028	± 0.021 (<i>stat.</i>) ± 0.003 (<i>syst.</i>)
			↓
g_P/g_A	=	4.3	$^{+2.8}_{-4.3}$ (<i>stat.</i>) ± 0.5 (<i>syst.</i>)

L'incertitude liée au choix de différentes bases du modèle en couche ou au choix de différentes interactions résiduelles apparaît comme négligeable comparativement aux erreurs expérimentales. De même, la prise en compte du halo de neutron dans le $^{11}\text{Be}^*$ apporte une correction minime à la relation entre λ^+/λ^- et g_P/g_A .

Le résultat de cette expérience est compatible, à 1σ , avec la prédiction de PCAC et l'hypothèse de dominance du champ du pion. Il ne confirme pas l'augmentation du rapport des couplages pseudoscalaire et axial dans le noyau léger de ^{11}B . La partie statistique domine dans l'erreur. L'amélioration de la précision expérimentale sur λ^+/λ^- pourrait donc augmenter la précision sur g_P/g_A . Rappelons également que nous déduisons le couplage pseudoscalaire g_P du couplage G_P auquel sont effectivement sensibles les taux de capture. Cela nécessite donc la connaissance des autres couplages faibles, à savoir g_A , g_V , g_M , g_S et g_T .

La mesure de g_P/g_A dans l'hydrogène par RMC [Jon96] s'écarte de 4σ de la prédiction de PCAC et de l'hypothèse de dominance du champ du pion. Cette même valeur est par ailleurs supérieure de deux déviations standard à notre résultat. Une meilleure compréhension du désaccord entre la mesure du groupe de TRIUMF et la prédiction de PCAC est requise avant de conclure à une modification de g_P/g_A entre le proton et le ^{11}B . Rappelons par ailleurs qu'une mesure récente, de grande précision, du taux de capture dans ^3He [Ack98], est en parfait accord avec la prédiction de PCAC.

Autres contributions originales

Il nous paraît intéressant de rappeler quelques propriétés importantes établies dans le cadre de notre analyse.

L'étude, au moyen de simulations, de l'efficacité de détection des rayons γ par le détecteur germanium met en évidence le rôle critique la couche inerte entourant le cristal dans la perte d'efficacité à des énergies inférieures à 100 keV. Ce fait est trop souvent attribué au seul capot en aluminium entourant le cristal.

Dans le cadre de l'étude des techniques de mesure électronique de spectres temporels, nous retenons deux propriétés intéressantes :

- *Si chaque impulsion sur la voie "stop" est suivie d'un temps mort TM_γ , et si la durée du temps mort suivant une fenêtre de mesure est modifiée par l'occurrence d'un événement dans celle-ci, alors une distribution physiquement uniforme risque de ne pas être mesurée comme telle [Wia95a] (voir paragraphe 2.2.1). Ce phénomène se manifeste surtout dans des expériences à très haut taux d'événements sur les lignes "start" et "stop".*
- *Soit une fenêtre de mesure où le premier événement apparaissant dans la fenêtre est enregistré au détriment des suivants. S'il peut apparaître indépendamment, soit un (et un seul) événement corrélé suivant une distribution temporelle consistant en une somme d'exponentielles, soit un (et un seul) événement non corrélé suivant une distribution uniforme, alors la distribution temporelle des événements non corrélés enregistrés s'exprime comme la somme d'une constante et d'exponentielles de même temps de vie que dans la distribution des événements corrélés (voir équation (2.6)).*

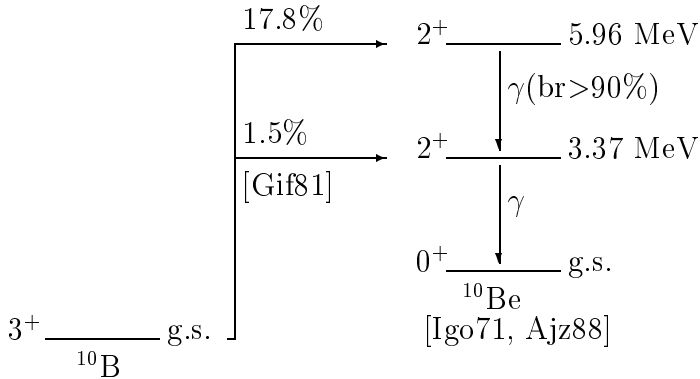
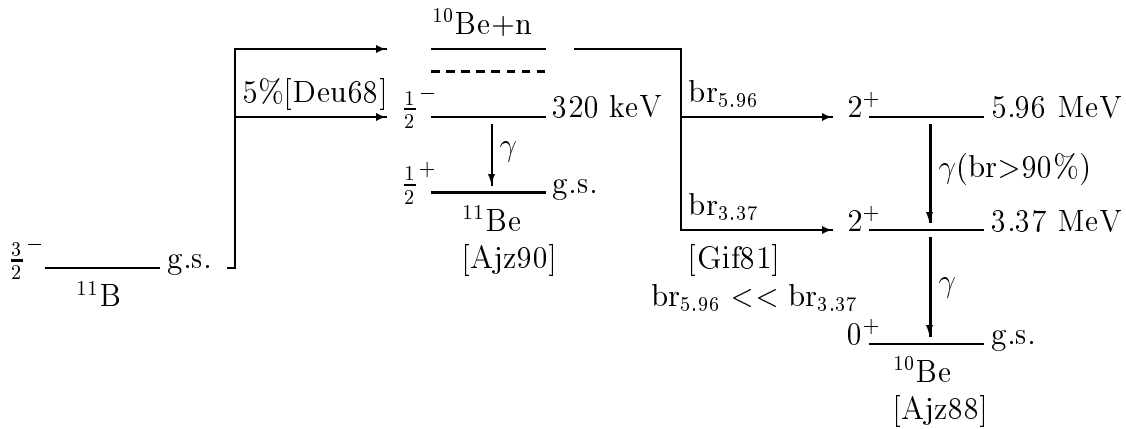
Conclusion

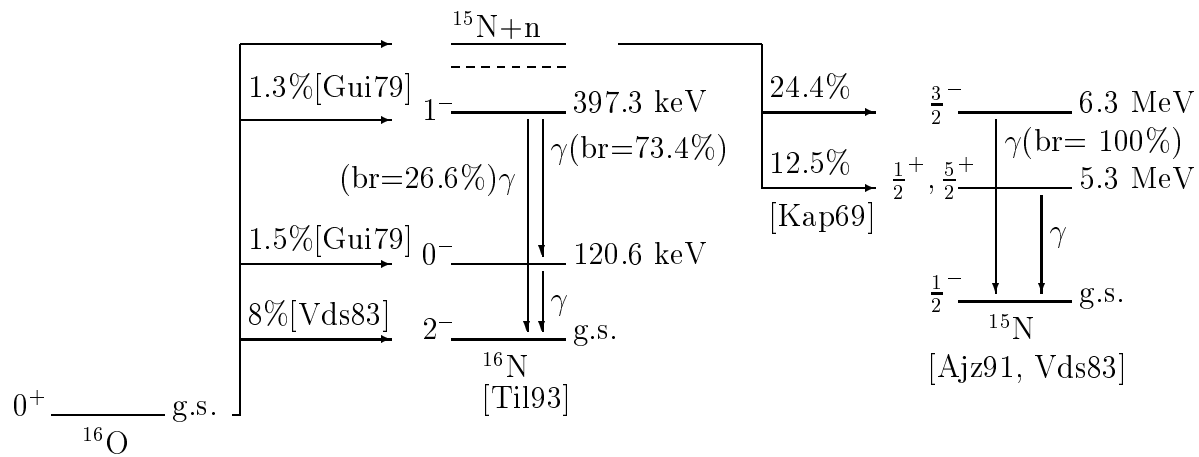
La question de la modification de g_P/g_A dans le milieu nucléaire reste au cœur d'un large débat. La dépendance aux modèles des interprétations des mesures par RMC, l'accord des résultats OMC avec PCAC (mis à part dans le ^{28}Si), le désaccord avec PCAC de la mesure par RMC dans le proton, sont autant de sujets de discussion. Bien qu'ayant de larges barres d'erreur, notre résultat n'est pas compatible avec une forte augmentation de g_P/g_A dans le ^{11}B . Il appuie donc la tendance inscrite par le reste des mesures par capture ordinaire de muons.

Annexe A

Produits de la capture nucléaire

Nous présentons ci-dessous les schémas de capture nucléaire par les principaux constituants de la cible utilisée : ^{11}B , ^{10}B , ^{16}O . Ces schémas ont permis une évaluation de l'importance des différents rayons γ susceptibles d'être observés après une capture nucléaire dans ces noyaux (voir paragraphe 3.4.4). Le symbole br désigne le branchement d'une transition donnée.





Annexe B

Corrélations des paramètres de l'ajustement

	c_0	c_1	a_0	a_1	a_2	τ_a	b_0	b_1	τ_b	λ_D^-	$\Delta\lambda$	λ^+/λ^-	R	N^γ	N_{IIB}^e
c_0	1.00														
c_1	0.95	1.00													
a_0	-0.19	-0.16	1.00												
a_1	0.15	0.13	-1.00	1.00											
a_2	-0.12	-0.10	0.99	-1.00	1.00										
τ_a	-0.24	0.03	0.12	-0.08	0.06	1.00									
b_0	0.13	0.13	-0.09	0.08	-0.06	-0.02	1.00								
b_1	0.13	0.13	-0.09	0.08	-0.06	-0.01	0.97	1.00							
τ_b	-0.04	0.03	0.01	-0.01	0.01	0.31	-0.06	0.12	1.00						
λ_D^-	0.01	0.05	0.00	0.00	-0.00	0.07	0.04	0.04	-0.02	1.00					
$\Delta\lambda$	-0.01	-0.03	0.00	-0.00	0.01	-0.04	-0.02	-0.02	0.01	-0.95	1.00				
λ^+/λ^-	-0.04	-0.10	0.02	-0.03	0.03	-0.09	-0.04	-0.05	0.02	-0.58	0.35	1.00			
R	-0.02	-0.08	-0.01	0.00	-0.00	-0.12	-0.06	-0.06	0.03	-0.59	0.34	0.94	1.00		
N^γ	0.03	0.09	0.03	-0.02	0.02	0.11	0.06	0.06	-0.03	0.60	-0.36	-0.98	-0.98	1.00	
N_{IIB}^e	0.00	-0.00	0.00	-0.00	0.00	-0.00	-0.00	-0.00	0.00	-0.27	0.30	0.04	0.04	-0.04	1.00

Tableau B.1: Matrice de corrélation des paramètres libres de l'ajustement. Cette matrice a été évaluée par HESSE au minimum du χ^2 .

Annexe C

Résultats de l'ajustement

Nous présentons dans cette annexe la comparaison de la théorie, utilisant les valeurs des paramètres qui optimisent l'ajustement, à l'ensemble des données auxquelles elle a été ajustée. Il s'agit donc d'un ajustement à treize spectres temporels correspondant chacun, dans le cas des rayons γ , à un intervalle en énergie différent (n^o 1 à 12, voir tableau 3.5). La dernière distribution temporelle est celle des électrons détectés par le télescope 4 · 5.

Pour chacune de ces distributions temporelles, nous présentons les données, la déviation de la théorie aux données relativement à la théorie, la déviation de la théorie aux données relativement à l'erreur, et enfin, l'ajustement (par maximum de vraisemblance) d'une gaussienne à la distribution des déviations (χ). La position de la moyenne en $\mu = 0$ et la largeur $\sigma = 1$ de cette gaussienne donne un critère d'évaluation de la qualité locale de l'ajustement. Les trois premières distributions permettent de juger *de visu* de cette qualité.

spectre 1 du bruit de fond

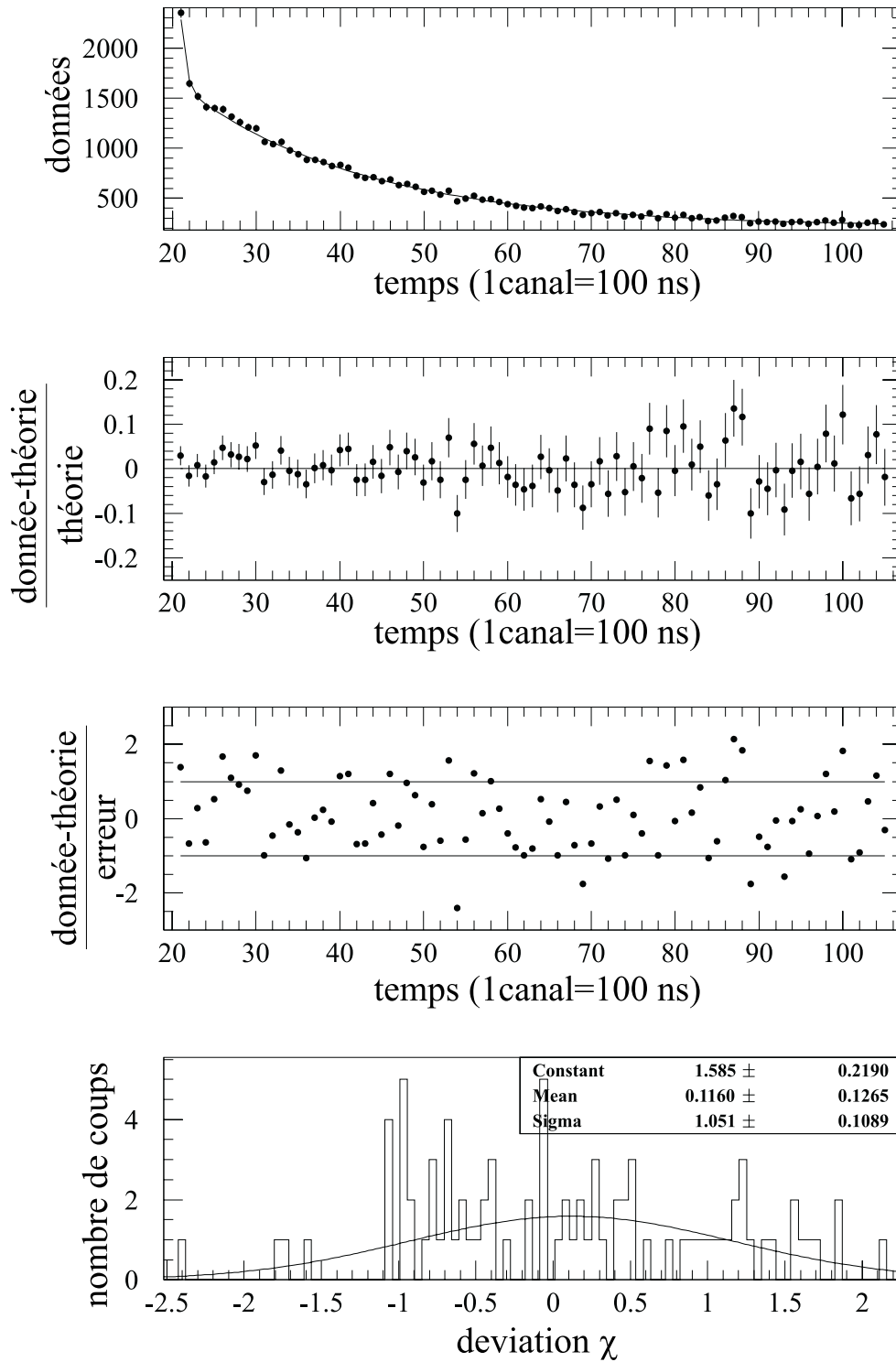


Figure C.1: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[531,540]$.

spectre 2 du bruit de fond

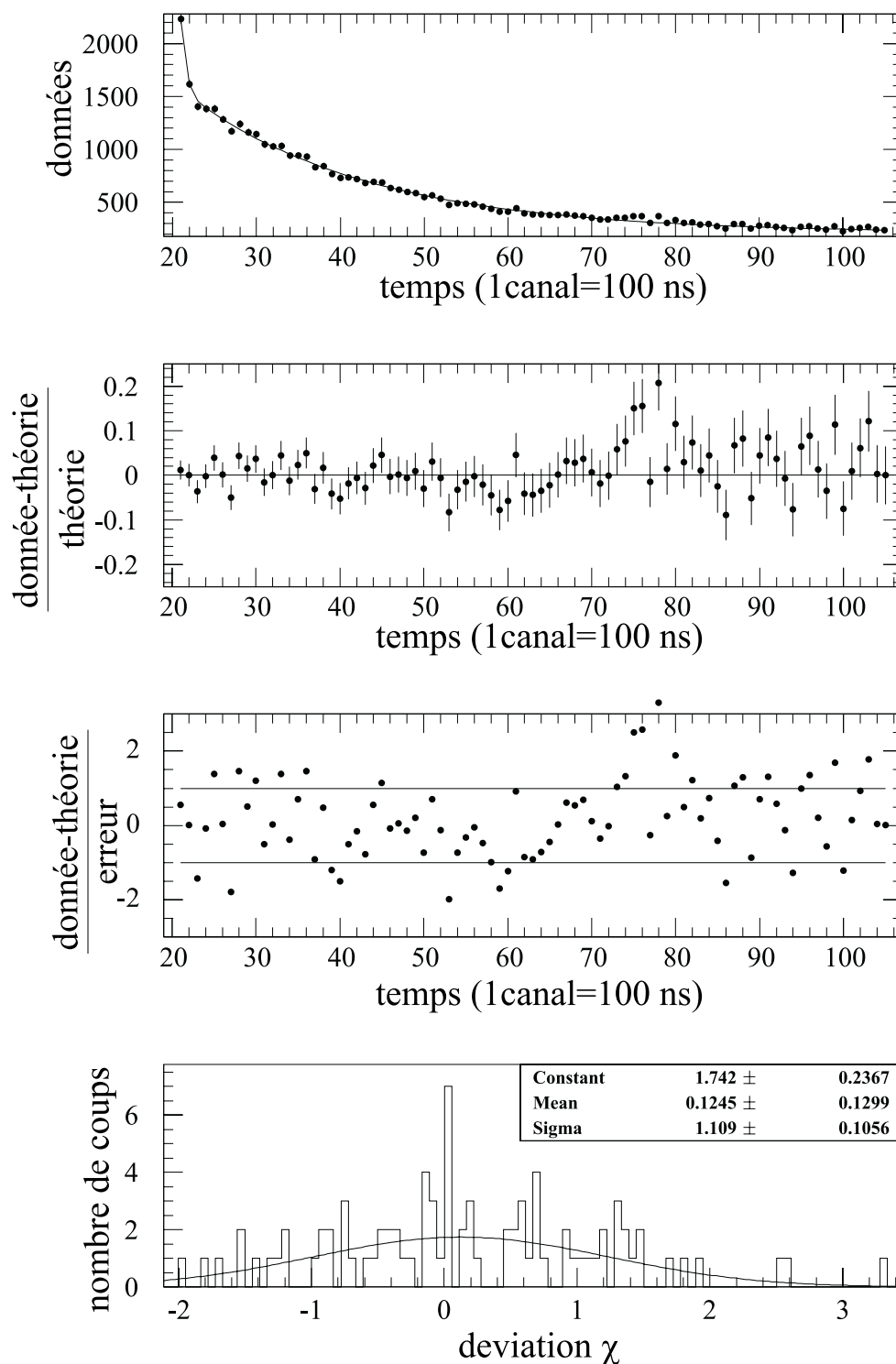


Figure C.2: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[541,550]$.

spectre 3 du bruit de fond

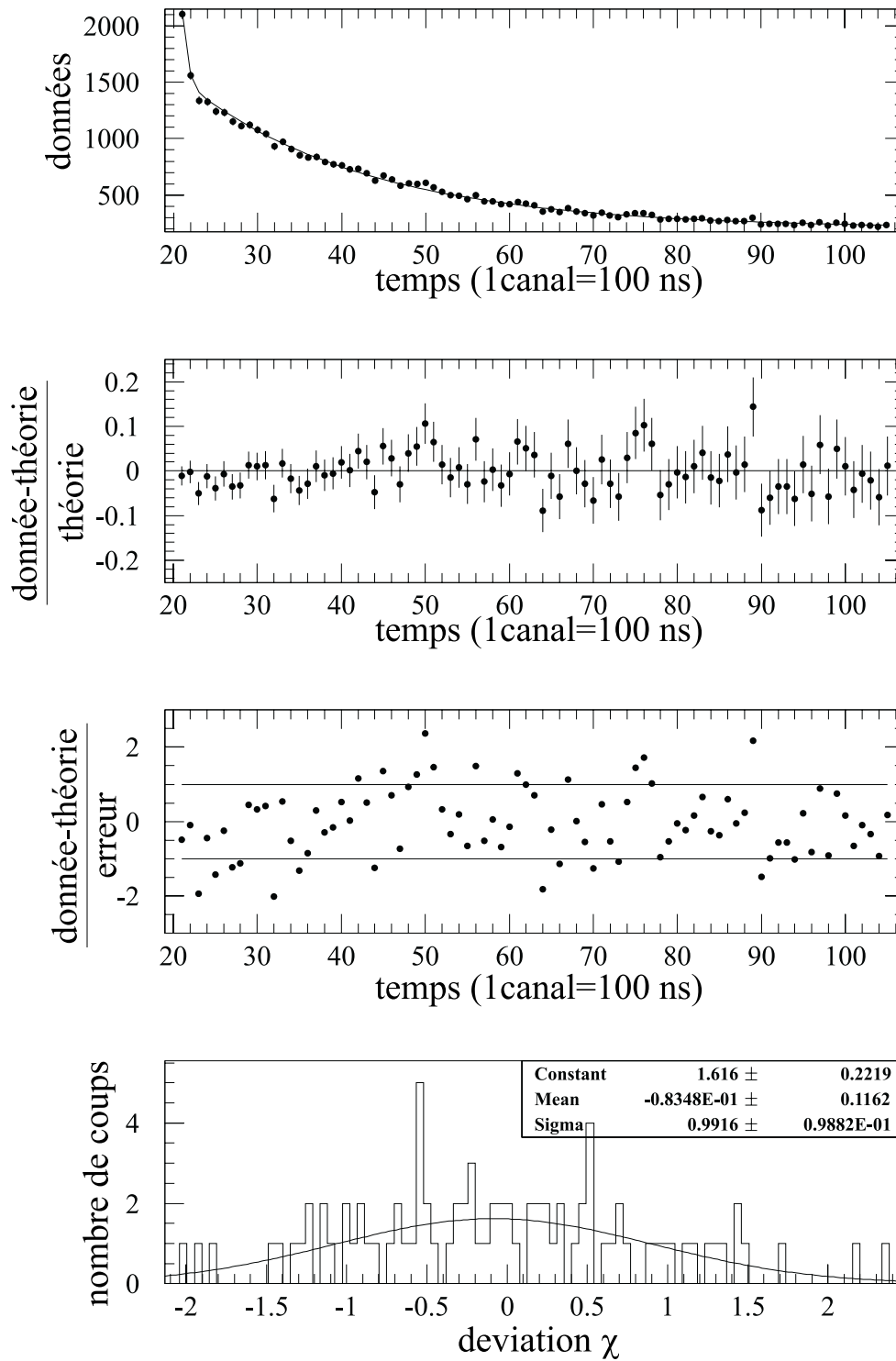


Figure C.3: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[551,560]$.

spectre 4 du bruit de fond

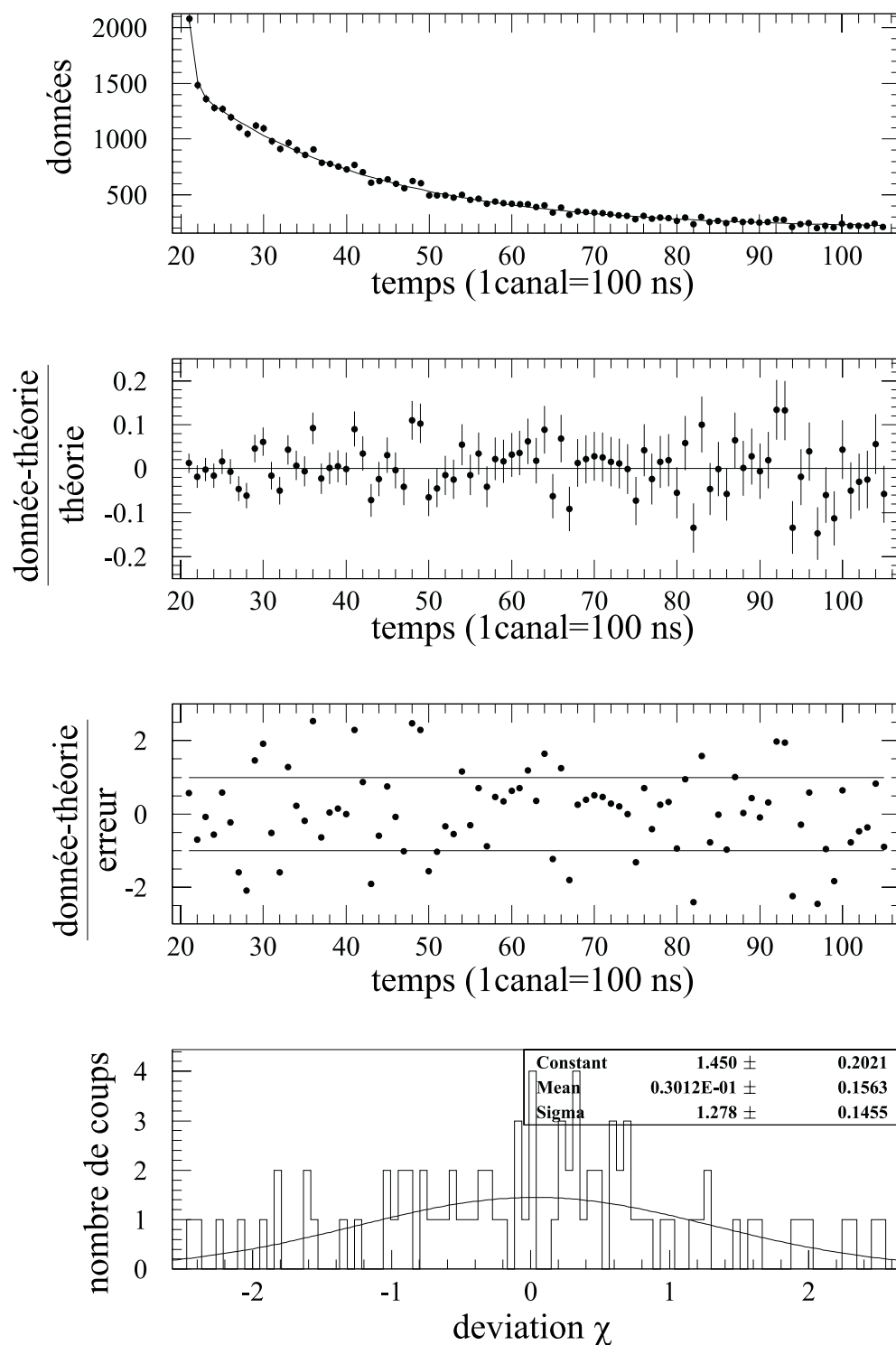


Figure C.4: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[561,570]$.

spectre 5 du bruit de fond

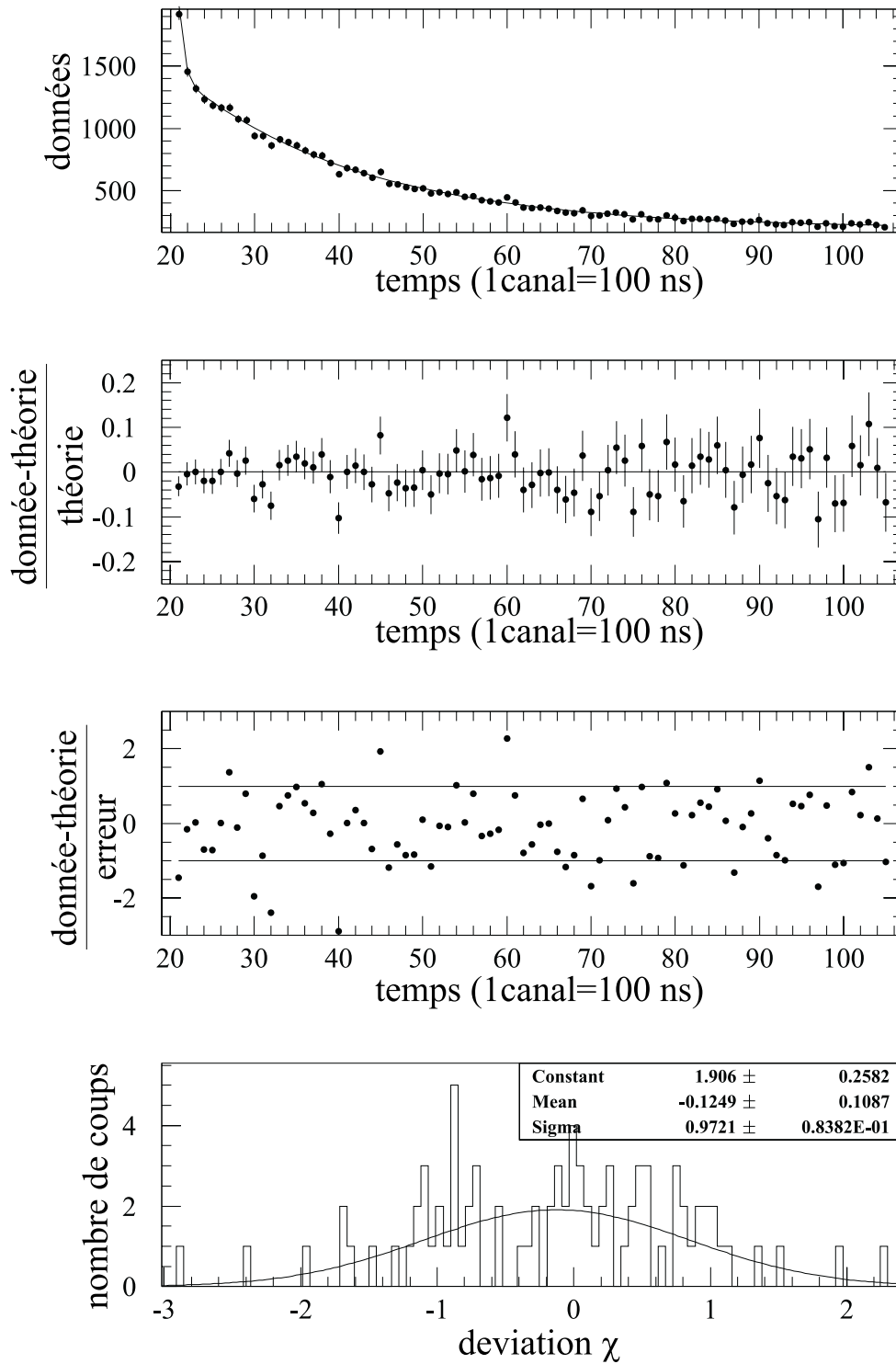


Figure C.5: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[571,580]$.

spectre 6 du bruit de fond

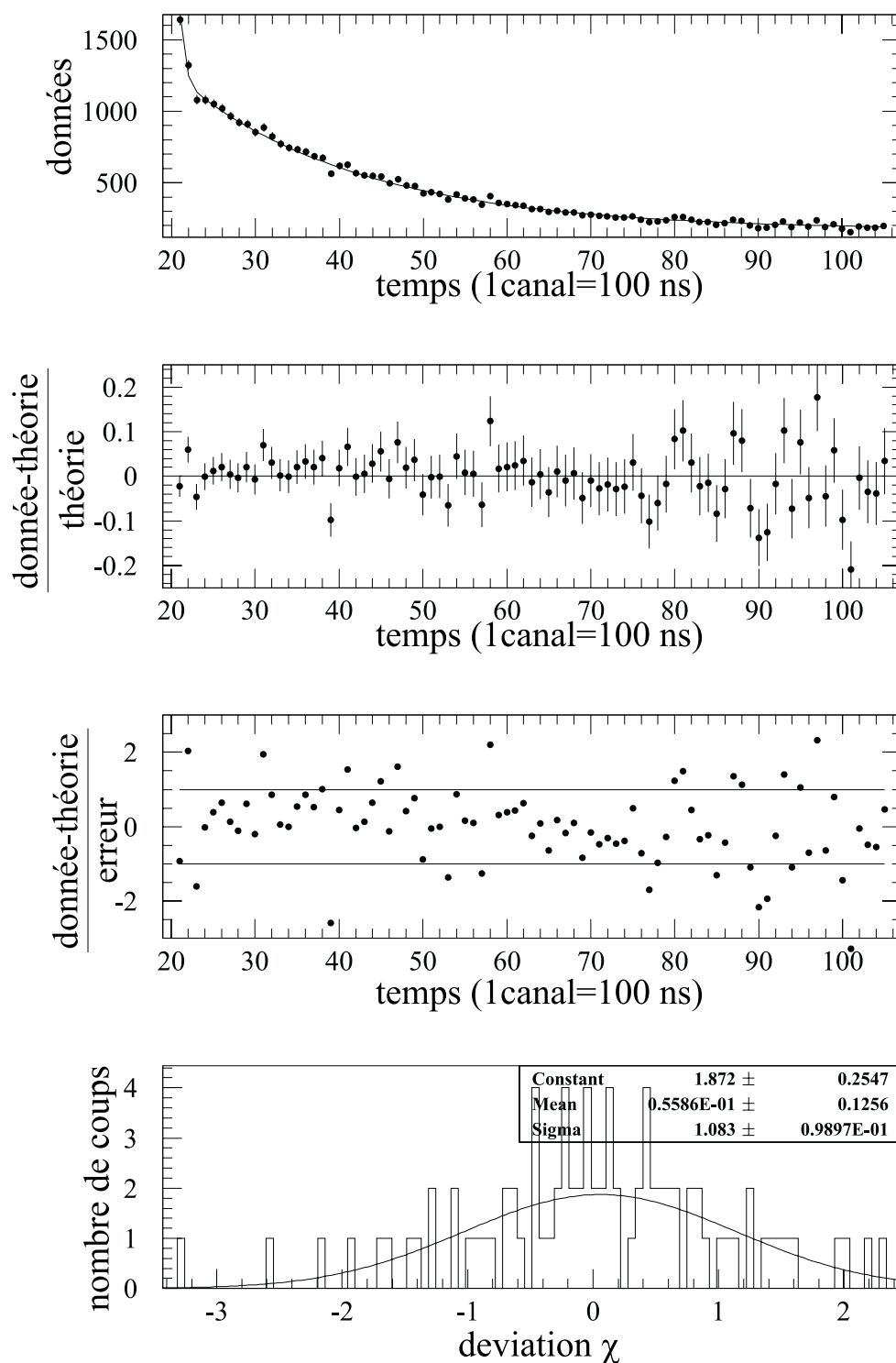


Figure C.6: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[621,630]$.

spectre 7 du bruit de fond

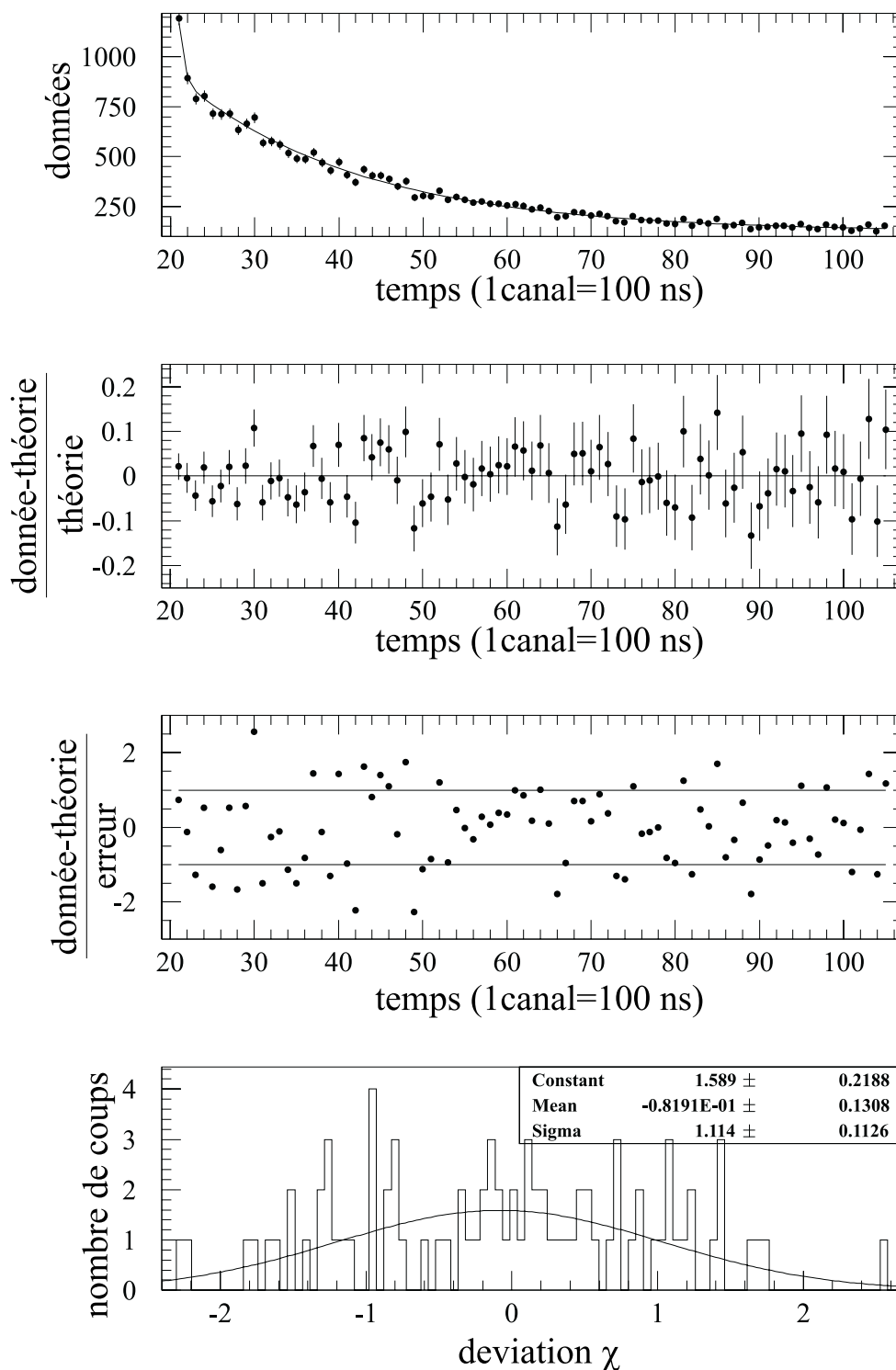


Figure C.7: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[736,745]$.

spectre 8 du bruit de fond

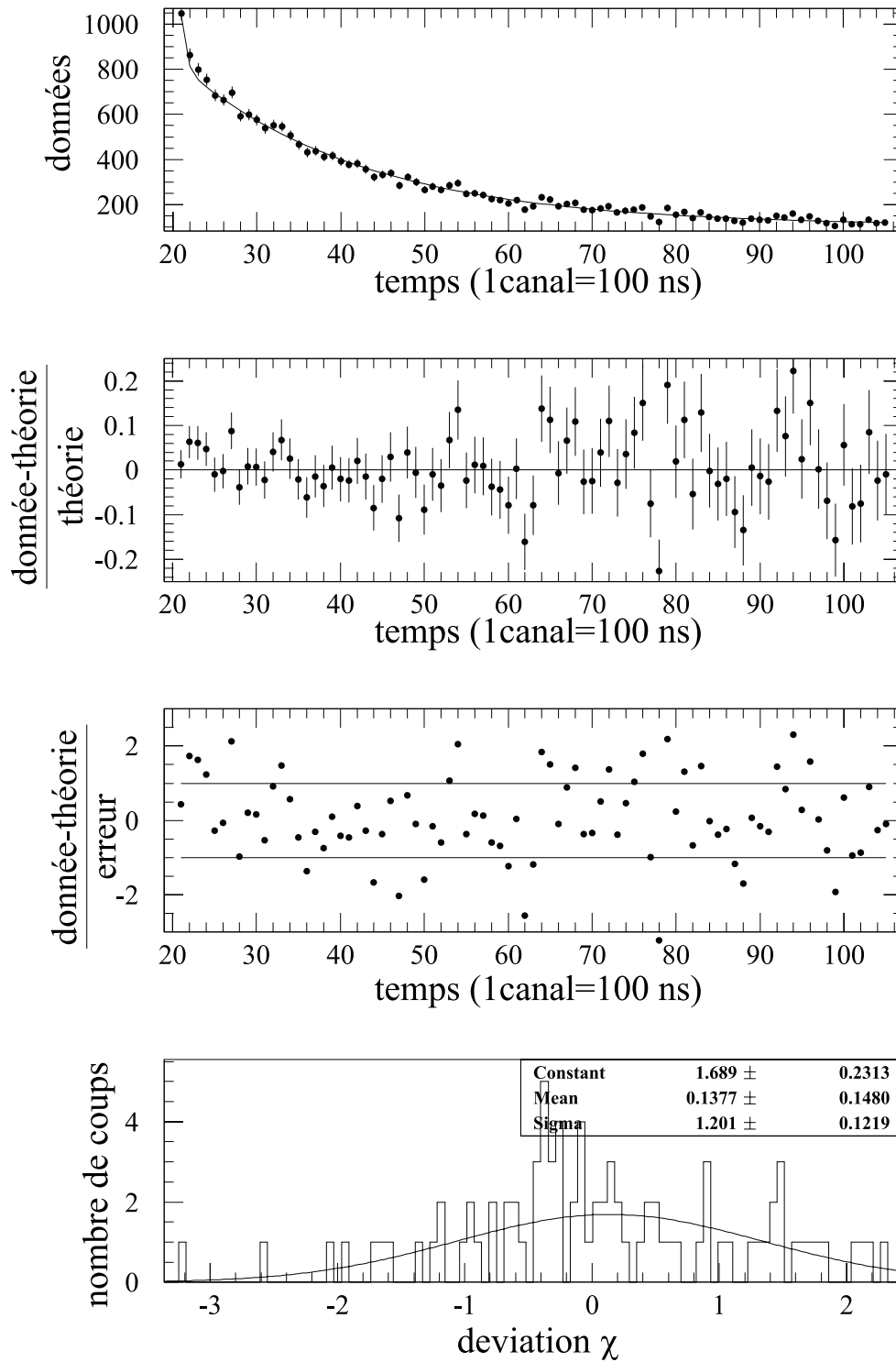


Figure C.8: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[791,800]$.

spectre 9 du bruit de fond

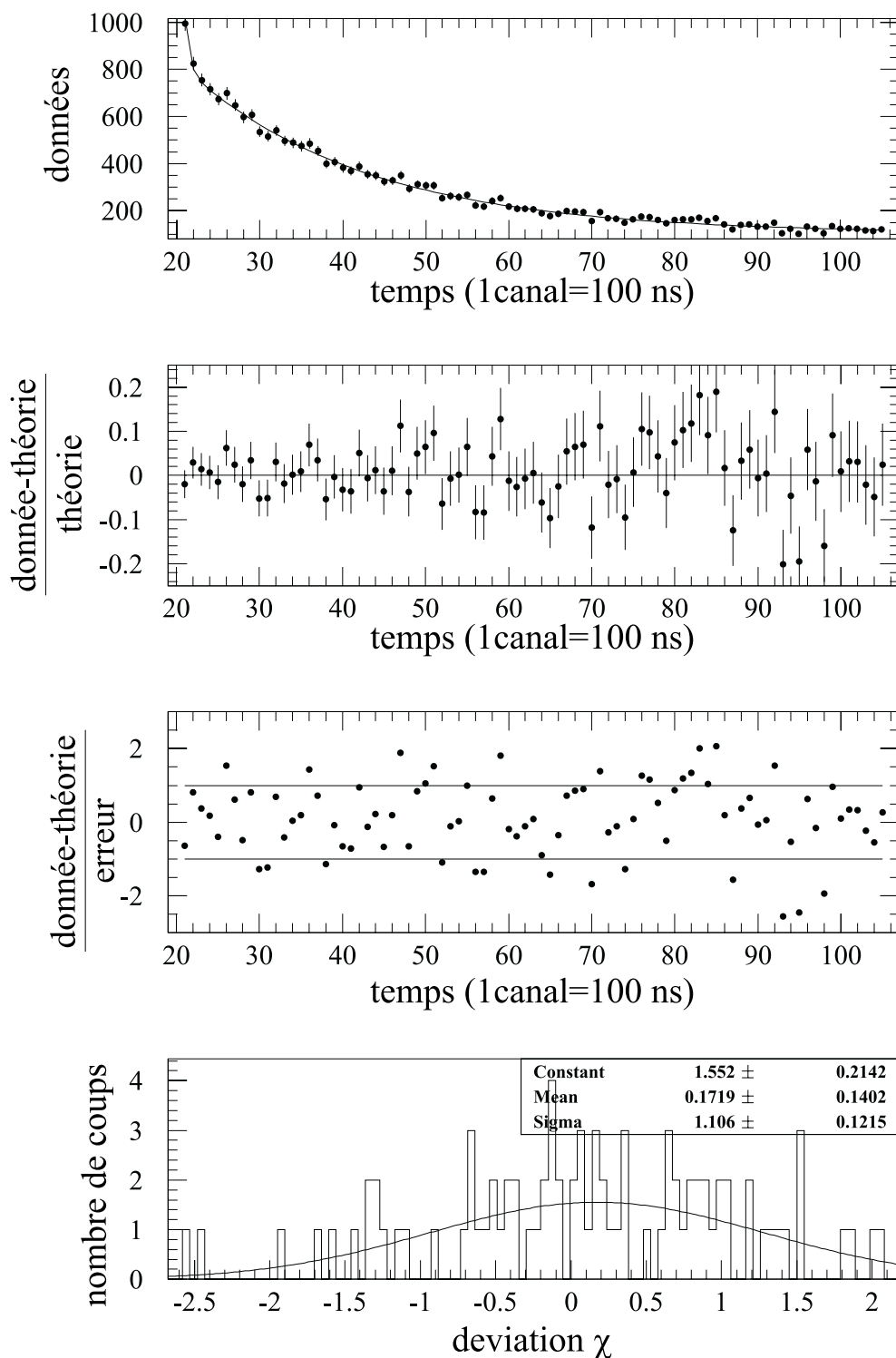


Figure C.9: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[801,810]$.

spectre 10 du bruit de fond

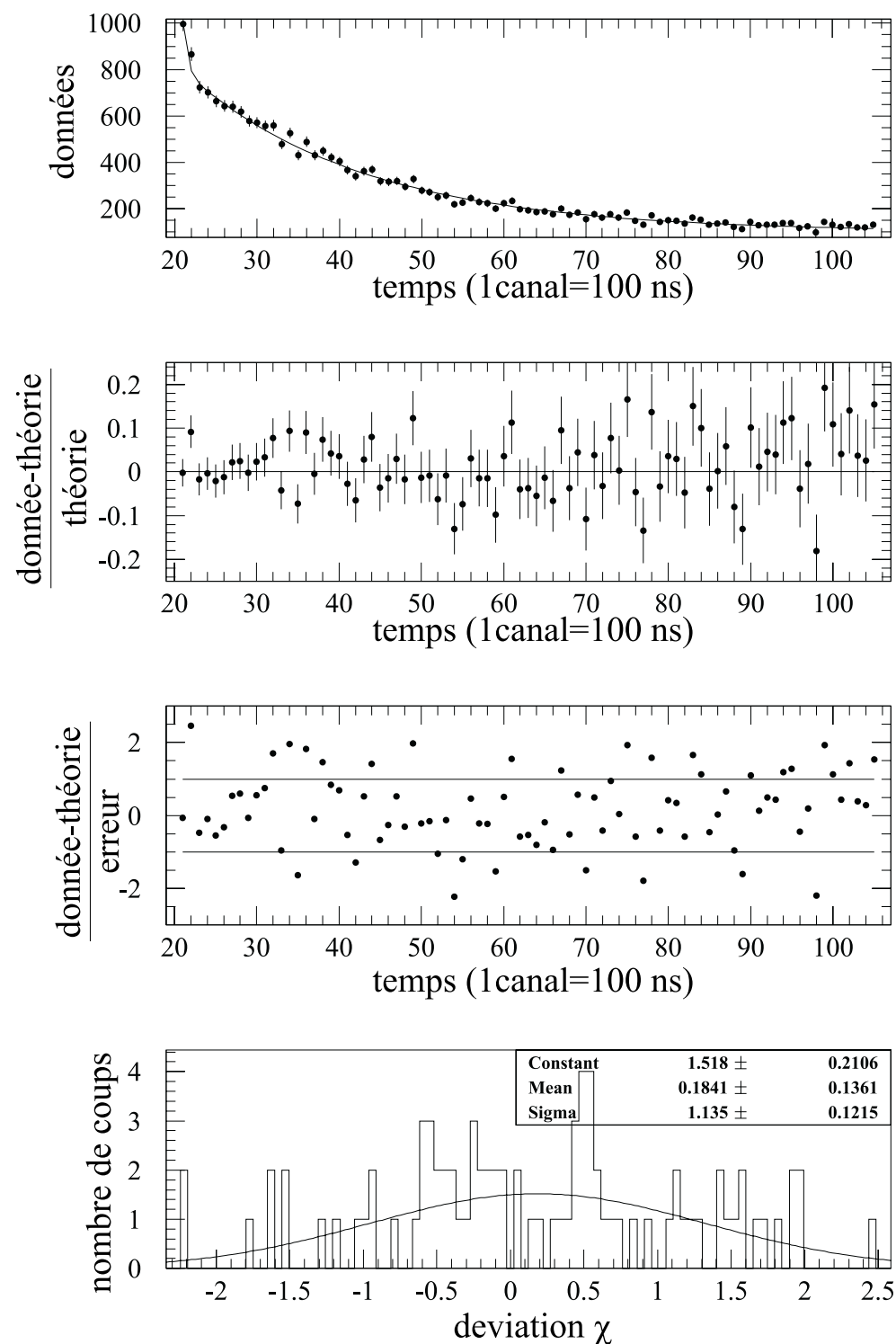


Figure C.10: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[811,820]$.

spectre 11 du bruit de fond

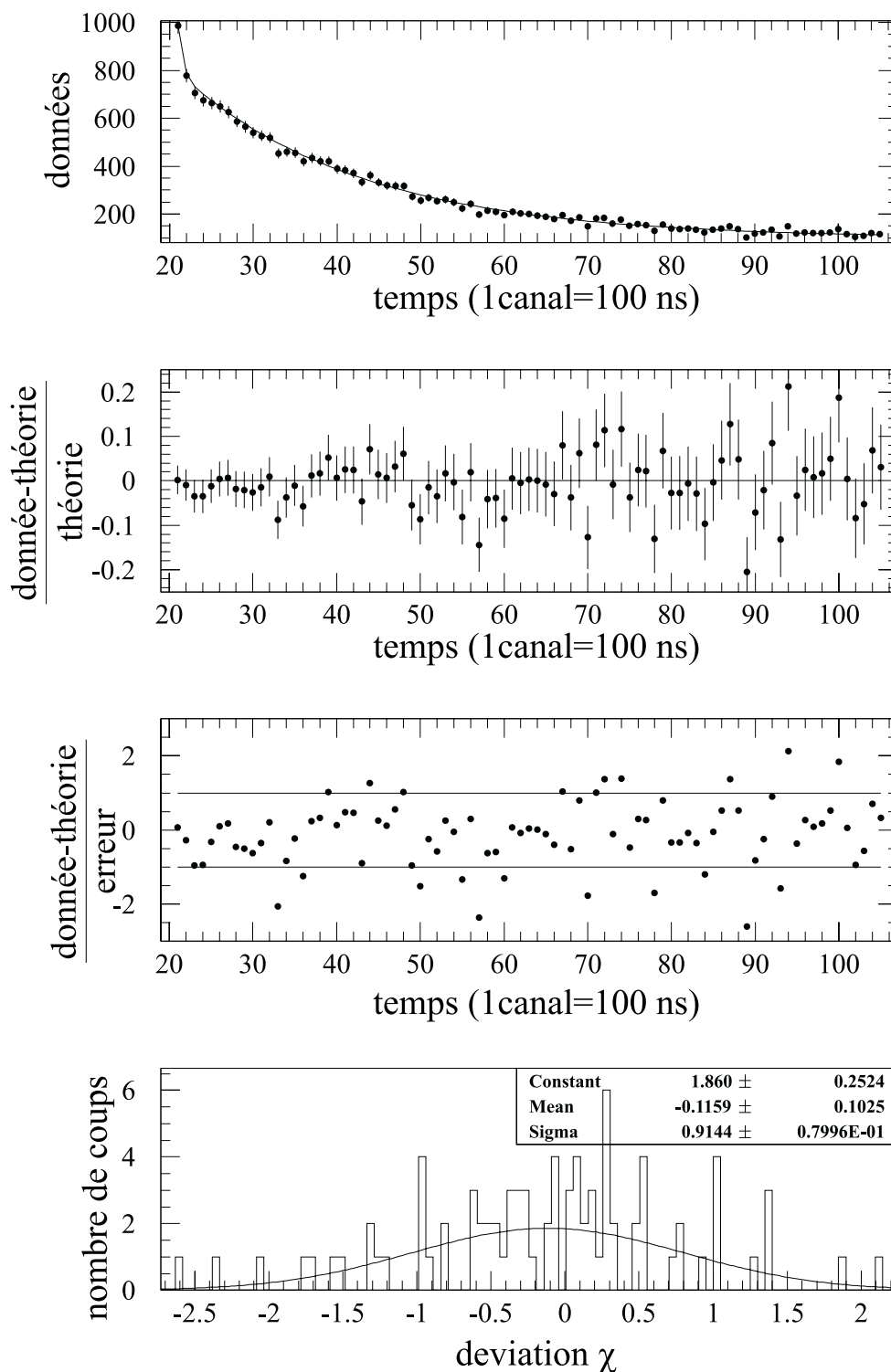


Figure C.11: Ajustement de l'évolution temporelle du bruit de fond dans l'intervalle $E=[811,820]$.

spectre des rayons gamma de 320 keV

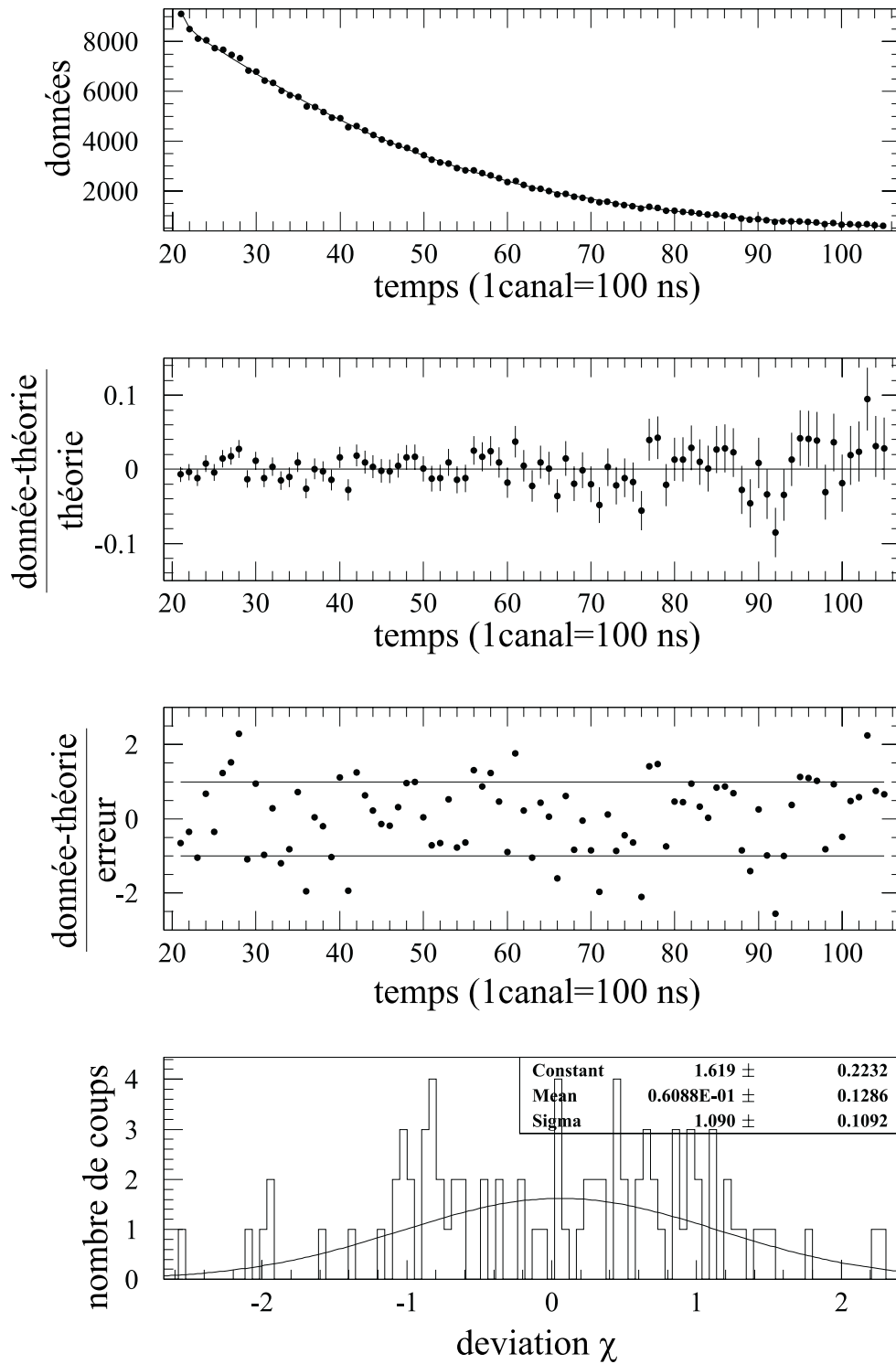


Figure C.12: Ajustement de l'évolution temporelle des rayons γ dans l'intervalle entourant 320 keV ($E=[678,698]$).

spectre des électrons

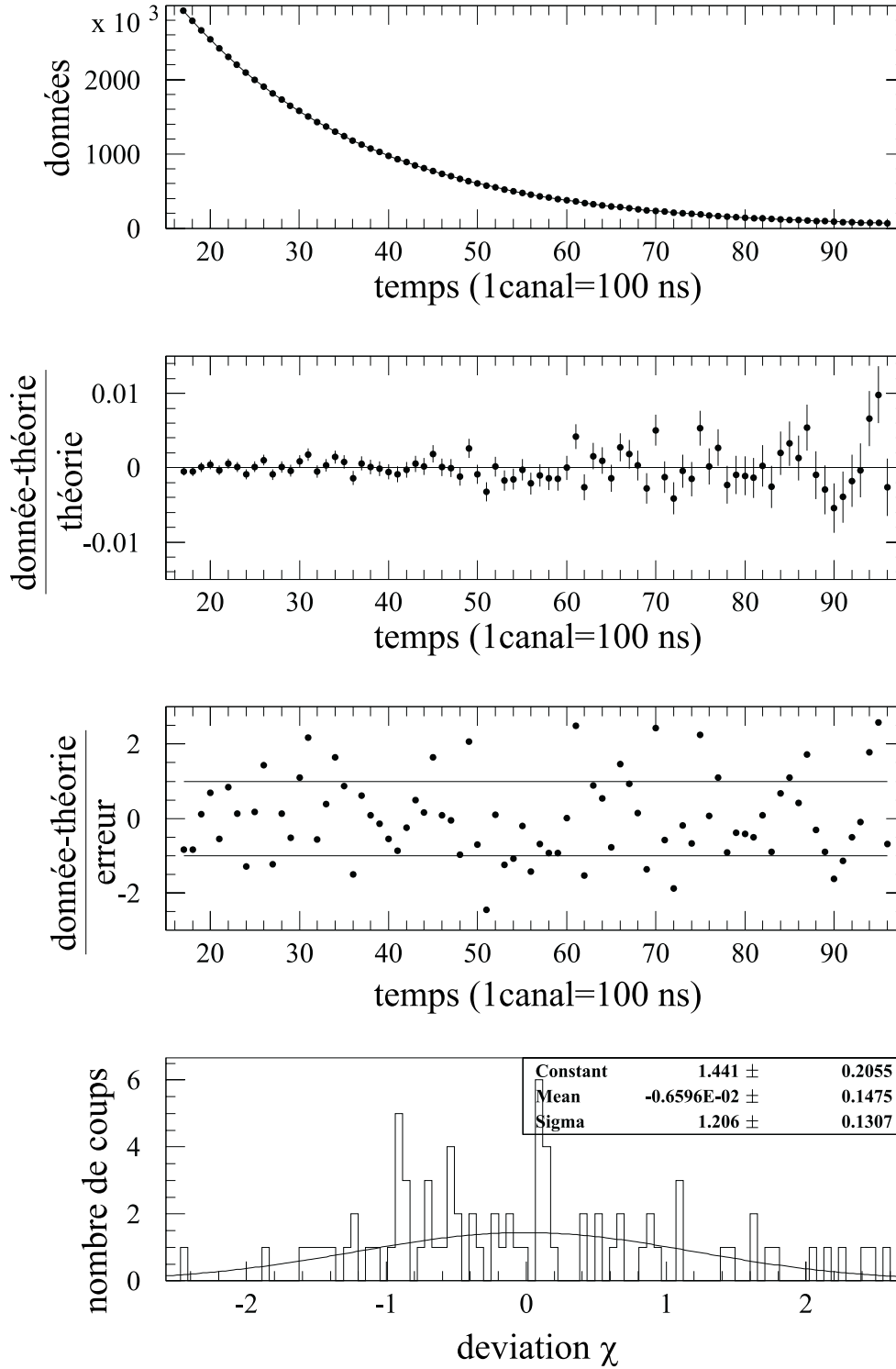


Figure C.13: Ajustement de l'évolution temporelle des électrons.

Bibliographie

- [Ack98] P. Ackerbauer *et al.*, Phys. Lett. **B407** (1998) 224.
- [Ahr88] L. A. Ahrens *et al.*, Phys. Lett. **B202** (1988) 284.
- [Ajz88] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A490** (1988) 140.
- [Ajz90] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A506** (1990) 1.
- [Ajz91] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A523** (1991) 121.
- [Alb69] A. Alberigi Quaranta *et al.*, Phys. Rev. **177** (1969) 2128.
- [Ast64] A. Astbury *et al.*, Nuovo Cim. **33** (1964) 1021.
- [Bal67] V. V. Balashov & R. A. Eramzhyan, Atomic Energy Rev. **5** (1967) 1.
- [Bar98] A. L. Barabanov, Phys. At. Nucl. **61** (1998) 1180.
- [Bar99] A. L. Barabanov, preprint nucl-th/9903054 (1999).
- [Bar81] G. Bardin *et al.*, Phys. Lett. **B104** (1981) 320.
- [Ber99] P. C. Bergbusch *et al.*, Phys. Rev. **C59** (1999) 2853.
- [Ber98] V. Bernard *et al.*, Contribution to BARYON98 conference (Bonn, Sept. 22-26, 1998), hep-ph/9811336; V. Bernard *et al.*, Phys. Rev. **D50** (1994) 6899.
- [Ber71] J. Bernabeu, Nuovo Cim. **4A** (1971) 715.
- [Ber58] J. Bernstein *et al.*, Phys. Rev. **111** (1958) 313.
- [Ber62] E. Bertolini *et al.* *Proceedings of the International Conference on High Energy Physics*, CERN, Geneva (1962) 421 (unpublished); S. Focardi *et al.*, cited by C. Rubbia, in *Proceedings of the International Conference on Fundamental Aspects of Weak Interactions*, Brookhaven, 1963, Brookhaven National Laboratory Report No. BNL 837 (1964) 278.
- [Ble62] E. J. Bleser *et al.* Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 288.
- [Bri99] Ch. Briancon *et al.*, submitted to Nucl. Phys. (1999).
- [Bro66] G. E. Brown and T. T. S. Kuo, Nucl. Phys. **85** (1966) 40; Nucl. Phys. **A103** (1967) 71.

- [Bro85] B. A. Brown & B. H. Wildenthal, *At. Data Nucl. Data Tables* **33** (1985) 347.
- [Bru92] V. Brudanin *et al.*, *PSI Nuclear and Particle Physics Newsletter* (1992) 53.
- [Bru93] V. Brudanin *et al.*, *PSI Nuclear and Particle Physics Newsletter* (1993) 63.
- [Bru94] V. Brudanin *et al.*, *PSI Annual Report/ Annex I* (1994) 37.
- [Bru95] V. Brudanin *et al.*, *Nucl. Phys.* **A587** (1995) 577.
- [Bys74] V. M. Bystrisky *et al.* *Sov. Phys. JETP* **39** (1974) 19.
- [CAN90] CANBERRA, Application note, *A Practical Guide on High Count Rate Germanium Gamma Spectroscopy* (1990).
- [CAN98] CANBERRA, Product Catalog (Tenth Edition, 1998) 43.
- [CER93] CERN, Computing and Networks Division, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, Program Library Long Writeups **Q123** (CERN, 1993).
- [CER94] F. James, Computing and Networks Division, *MINUIT Function Minimization and Error Analysis*, Program Library Long Writeups **D506** (CERN, 1994-1998).
- [Che98a] I.-T. Cheon & M. K. Cheoun, preprint nucl-th/9811009 (1998).
- [Che98b] M. K. Cheoun *et al.*, preprint nucl-th/9811025 (1998).
- [Cho93] S. Choi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* (1993) 3927.
- [Chr80] P. Christillin *et al.*, *Nucl. Phys.* **A345** (1980) 331.
- [Cie81] S. Ciechanowicz, *Nucl. Phys.* **A372** (1981) 4445.
- [Cie76] S. Ciechanowicz, *Nucl. Phys.* **A267** (1976) 476.
- [Coh65] S. Cohen & D. Kurath, *Nucl. Phys.* **73** (1965) 1.
- [Con93] J. G. Congleton, *Phys. Rev.* **A48-1** (1993) R12.
- [Con96] J. G. Congleton & E. Truhlík, *Phys. Rev.* **C53** (1996) 956.
- [Déc92] M. Décombaz *et al.*, *NIM* **A312** (1992) 152.
- [Dej74] C. W. De Jager *et al.*, *At. Dat. & Nucl. Dat. Tab.* **14** (1974) 479; T. Stovall *et al.*, *Nucl. Phys.* **86** (1966) 225.
- [Del64] J. Delorme, *Il Nuovo Cimento* **32** (1964) 1360.
- [Del76] J. Delorme *et al.*, *Ann. Phys.* **102** (1976) 273.
- [Del94] J. Delorme & M. Ericson, *Phys. Rev.* **C49** (1994) 1763.
- [Des97] P. Descouvemont, *Nucl. Phys.* **A615** (1997) 261.
- [Deu68] J. P. Deutsch *et al.*, *Phys. Lett.* **B28** (1968) 178.

- [Deu69] J. P. Deutsch *et al.*, Phys. Lett. **29B** (1969) 66.
- [Dev72] V. Devanathan *et al.*, Ann. of Phys. **73** (1972) 291.
- [Doe63] J. H. Doede & R. Hildebrand, cited by C. Rubbia, in Proceedings of the International Conference on Fundamental Aspects of Weak interactions, Brookhaven National Laboratory Report No. BNL 837 (1964) 277.
- [Eck63] M. Eckhause *et al.*, Phys. Rev. **132** (1963) 422.
- [Eng74] R. Engfer *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data “Muonic Atoms” **14** (1974) 523.
- [Etc84] A. Etchegoyen *et al.*, *OXBASH code* MSUCL Report number **524**, Mishigan (1984).
- [Eri73] M. Ericson *et al.*, Phys. Lett. **45B** (1973) 19.
- [Eri88] T. Ericson & W. Weise, *Pions and Nuclei* (Oxford University Press, 1988).
- [Fav70] D. Favart *et al.*, Phys. Rev. Lett. **19** (1970) 1348.
- [Fea92] H. W. Fearing & M. S. Welsh, Phys. Rev. **C46** (1992) 2077.
- [Fea97] H. W. Fearing *et al.*, Phys. Rev. **D56** (1997) 1783.
- [Fea98] H. W. Fearing, preprint nucl-th/9811027 (1998).
- [Fir96] R. B. Firestone, *Table of Isotopes CD-ROM* (eight edition, version 1.0, V. S. Shirley & S. Y. F. Chu, Wiley-Interscience, 1996).
- [Fol65] L. Foldy & J. D. Walecka, Phys. Rev. **B133** (1965) 1339.
- [Fuj59] A. Fujii and H. Primakoff, Nuovo Cimento **12** (1959) 327.
- [Fuj68] A. Fujii *et al.*, Suppl. of Prog. Theor. Phys. **303** (1986).
- [Fuk83] M. Fukui *et al.*, Prog. Theor. Phys. **70** (1983) 827.
- [Fuk87] M. Fukui *et al.*, Prog. Theor. Phys. **78** (1987) 343.
- [Gag83] C. A. Gagliardi *et al.*, Phys. Rev. **C28** (1983) 2423.
- [Gif81] M. Giffon *et al.*, Phys. Rev. **C24** (1981) 241.
- [Gmi90] M. Gmitrö *et al.*, Nucl. Phys. **A507** (1990) 707.
- [Gor98] T. P. Gorringe *et al.*, Phys. Rev. **C58** (1998) 1767.
- [Gov98] J. Govaerts, to appear in the *Proceedings of the Monte Verità Workshop on Exotic Atoms, Molecules and Muon Catalysed Fusion* (Ascona, Switzerland, 19-24 July 1998); preprint hep-ph/9809432.
- [Gre70] Référence 4 de la référence [Fav70].

- [Gre85] L. Grenacs, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **35** (1985) 455.
- [Gui79] P. Guichon *et al.*, *Phys. Rev.* **C19** (1979) 987.
- [Ham85] L. A. Hamel *et al.*, *Z. Phys.* **A321** (1985) 439.
- [Han95] P. G. Hansen *et al.*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** (1995) 591.
- [Har90] J. C. Hardy *et al.*, *Nucl. Phys.* **A509** (1990) 429.
- [Hax90] W. C. Haxton & C. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1325.
- [Hea85] A. R. Heat & G. T. Garvey, *Phys. Rev.* **C31** (1985) 2190.
- [Hol76] B. R. Holstein, *Phys. Rev.* **D13** (1976) 2499.
- [Hol84] B. R. Holstein, *Phys. Rev.* **C29** (1984) 623.
- [Huf61] R. W. Huff, *Annals of Physics* **16** (1961) 288.
- [Igo71] P. Igo-Kemenes, thèse de doctorat (UCL, Belgique, 1971) 88.
- [Ish82] K. Ishida *et al.*, *Meson Science Laboratory Newsletter*, University of Tokyo (May 1982) 46.
- [Ish86] K. Ishida *et al.*, *Phys. Lett.* **167B** (1986) 31.
- [Jam72] F. James, *Function minimisation* Proceedings of the 1972 CERN Computing and Data Processing School **CERN 72-21** (Sep. 1-24, 1972) Pertisau, Austria.
- [Joh96] B. L. Johnson *et al.*, *Phys. Rev.* **C54** (1996) 2714; T. P. Gorringer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3472.
- [Jon96] G. Jonkmans *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 4512.
- [Jun95] K. Junker *et al.*, WEIN'95 Conference (Osaka, June 1995) 394.
- [Kan73] F. R. Kane *et al.*, *Phys. Lett.* **45B** (1973) 292.
- [Kap69] P. Kaplan, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 797.
- [Kir94] M. Kirchbach & D. O. Riska, *Nucl. Phys.* **A578** (1994) 511.
- [Kob78] M. Kobayashi *et al.*, *Nucl. Phys.* **A312** (1978) 377.
- [Kos82] K. Koshigiri *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* **68** (1982) 687.
- [Kos84] K. Koshigiri *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* **71** (1984) 1293.
- [Kos98] K. Koshigiri, private communication.
- [Kun86] Y. Kuno *et al.*, *Z. Phys.* **A 323** (1986) 69; *Phys. Lett.* **148B** (1984) 270.
- [Kuz94] V. A. Kuzmin *et al.*, *Physics of Atomic Nuclei* **57** (1994) 1881.

- [Lat61] J. L. Lathrop, Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 107.
- [Lee63] Y. K. Lee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 253.
- [Mai64] E. J. Maier, Phys. Rev. **B133** (1964) 633.
- [Mak67] A. Maksymowicz, Nuovo Cim. **A48** (1967) 320.
- [Mic98] C. Michotte, results of measurements at BIPM, private communication.
- [Mil72] G. H. Miller *et al.*, Phys. Lett. **41B** (1972) 50.
- [Min83] T. Minamisono *et al.*, Phys. Lett. **130B** (1983) 1.
- [Min98] T. Minamisono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4132.
- [Mof97] B. A. Moftah *et al.*, Phys. Lett. **B395** (1997) 157.
- [Mor73] M. Morita, *Beta decay and muon capture* (W. A. Benjamin inc., 1973) 261.
- [Muk77] N. C. Mukhopadhyay, Phys. Rev. **30** (1977) 1-144.
- [Muk80] N. C. Mukhopadhyay, Nucl. Phys. **A335** (1980) 111.
- [Pal75] L. Palffy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 212.
- [Par81] R. Parthasarathy & V. N. Shidar, Phys. Lett. **106B** (1981) 363.
- [PDG98] Particle Data Group, Euro. Phys. J. **C3** (1998) 1.
- [Pet98] C. Petitjean, Paul Scherrer Institut, private communication (1998).
- [Pos74] A. Possoz *et al.*, Phys. Lett. **50B** (1974) 438.
- [Pos77] A. Possoz *et al.*, Phys. Lett. **70B** (1977) 265.
- [Pri59] H. Primakoff, Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 802.
- [PSI94] Paul Scherrer Institut, *Users' Guide*, 2nd edition (1994) 37.
- [Rho84] M. Rho, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34** (1984) 531.
- [Rid96] D. Ridikas & J. S. Vaagen, ECT* preprint #: ECT*-96-006 (1996).
- [Roe81a] L. Ph. Roesh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1507.
- [Roe81b] L. Ph. Roesh *et al.*, Phys. Lett. **107B** (1981) 31.
- [Rot63] J. E. Rothberg, Phys. Rev. **132** (1963) 2664.
- [Shi96] H. Shiomi, Nucl. Phys. **A 603** (1996) 281.
- [Sii99] T. Siiskonen *et al.*, Phys. Rev. **C59** (1999) R1839.
- [Sme98] J. Smejkal & E. Truhlík, preprint nucl-th/9811080 (1998).

- [Suz87] T. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. **C35** (1987) 2212.
- [Suz96] T. Suzuki, Proceedings of the International Symposium on non-nucleonic degrees of freedom detected in nucleus (Sep 2-5, 1996) Osaka, Japan.
- [Suz98] T. Suzuki, private communication.
- [Tel59] V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 59.
- [Til93] D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. **A564** (1993) 5.
- [Tow82] I. S. Towner & F. C. Khanna, Nucl. Phys. **A372** (1982) 331.
- [Tow83] I. S. Towner & F. C. Khanna, Nucl. Phys. **A399** (1983) 334.
- [Tow86] I. S. Towner, An. Rev. Nucl. Part. Sci. **36** (1986) 115.
- [Tow95] I. S. Towner & J. C. Hardy, *Symmetries and fundamental interactions in nuclei* (editors W. C. Haxton & E. M. Henley, World Scientific, 1995) 183.
- [Tul95] J. K. Tuli, National Nuclear Data Center, Nuclear Wallet Cards (Fifth edition, BNL, 1995) 1.
- [Vds83] A. Van der Schaaf *et al.*, Nucl. Phys. **A408** (1983) 573.
- [War92] E. K. Warburton & B. A. Brown, Phys. Rev. **C46** (1992) 923.
- [Wia94] V. Wiaux, *Internal field in ^{11}B and muon spin relaxation*, IPN, UCL, Rapport interne (1994).
- [Wia95a] V. Wiaux, *Electronique logique et structures temporelles*, IPN, UCL, Rapport interne (Août 1995).
- [Wia95b] V. Wiaux *et al.*, *PSI Annual Report/ Annex I* (1995) 25.
- [Wia98] V. Wiaux *et al.*, *Proceedings of the First International Workshop on Non-Accelerator New Physics* (Dubna, Russia, 7-11 July 1997), Phys. At. Nucl. **61** (1998) 1301.
- [Win61] R. Winston and V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 104.
- [Win63] R. Winston, Phys. Rev. **129** (1963) 2766.
- [Wri98] D. H. Wright *et al.*, Phys. Rev. **C57** (1998) 373.