

Université Laval

PHY-3501

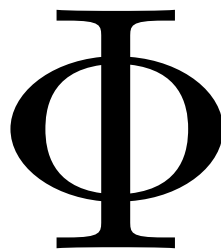
Physique des Particules

Largeur de désintégration du Z^0

Étudiants :
Keven Voyer (111 134 584)

Professeur :
Luc Marleau

28 avril 2018



[This page was intentionally left blank]

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Historique	1
2	Interactions faibles	2
2.1	Théorie de Fermi	2
2.2	Interactions électrofaibles	2
3	Mesures possibles	3
3.1	Section efficace	3
3.2	Largeur de désintégration	4
3.3	Largeur partielle de désintégration	4
4	Expériences	5
4.1	Sélection des évènements	6
4.2	Mesure de la largeur et de la masse du Z	7
4.2.1	Masse du W	9
4.3	Familles de neutrinos	10
5	Conclusion	12

Table des figures

1	Observation indirecte du Z^0	1
2	Annihilation entre un proton et un antiproton	2
3	Désintégration d'un antimuon.	3
4	Annihilation électron-positron	5
5	Section efficace en fonction de l'énergie du centre de masse	5
6	Séparation des produits de la désintégration du Z^0	6
7	Schéma explicatif des corrections radiatives sur les bosons de jauge	8
8	Corrections des vertex	8
9	Nombre de familles de neutrinos	11

Liste des tableaux

1	Largeur de désintégration, masse et section efficace hadronique du Z^0	8
2	Largeur partielle de désintégration du Z^0 expérimental	12

1 Introduction

Les bosons Z^0 et W^\pm sont responsables de l'interaction faible. Ce premier intervient lorsque les neutrinos se séparent élastiquement de la matière. Le Z^0 permet de conserver l'impulsion, le spin ainsi que l'énergie lors des interactions. En effet, lorsqu'un neutrino entre en contact avec un électron, celui-ci lui confère une partie de son impulsion [1]. Dans cette interaction, puisque le neutrino n'interagit pas sous l'effet des interactions fortes et électromagnétiques, que les interactions gravitationnelles sont tout à fait négligeables et que l'électron change simplement d'impulsion, l'interaction responsable de ce changement doit nécessairement être électromagnétiquement neutre. Pour mieux comprendre les effets de ce boson et ainsi s'assurer de la véracité du Modèle Standard ainsi que la cohérence de la théorie électrofaible, il est nécessaire de mesurer sa largeur de désintégration.

1.1 Historique

Il faut remonter jusqu'en 1933 pour lire les premiers papiers faisant appel aux interactions faibles [1]. En effet, c'est pour expliquer la désintégration β , qu'Enrico Fermi propose cette théorie permettant de modéliser le comportement de la matière lors du contact à quatre fermions en considérant ceux-ci comme étant ponctuels. Au départ, deux bosons étaient présents dans ce type d'interaction, soit le W^+ et le W^- . En 1958, Sidney Bludman fit la supposition d'un troisième boson, responsable du courant neutre, celui-ci fût nommé le Z^0 [1]. Ce n'est que 30 ans après l'introduction de cette théorie que Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg, suite aux limites rencontrées par ce modèle (seulement valide pour de faibles énergies [2]), l'ont raffinée en unissant les interactions faibles et électromagnétiques sous le nom d'interaction électrofaible [1].

Même si les preuves théoriques étaient bien présentes, celles expérimentales ont tardé avant de pouvoir être constatées. Il aura fallu attendre jusqu'en 1973 pour obtenir les premières évidences expérimentales *indirectes* lors d'une expérience du nom de Gargamelle (voir figure 1) réalisé au CERN [1]. À la suite des résultats obtenus, le CERN converti le Supersynchrotron à protons en collisionneur proton-antiproton (voir figure 2) dans l'optique de produire des bosons Z vers la fin des années 1970 [1]. C'est finalement en 1983, avec le détecteur UA1, que les premiers bosons Z^0 sont détectés *directement*. Suite à cette réussite, plusieurs accélérateurs tels que le LEP et le SLAC ont permis d'amasser assez de collisions impliquant ce boson pour permettre d'en apprendre davantage sur ses propriétés [1].

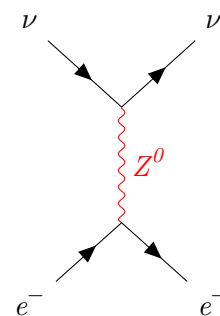


FIGURE 1 – Représentation de l'interaction entre un neutrino et un électron étudié lors de l'expérience Gargamelle réalisée au CERN en 1973.

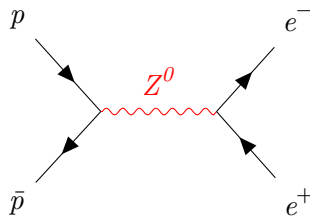


FIGURE 2 – Représentation de l’annihilation entre un proton et un antiproton étudié au CERN au début des années 1980. Le Z^0 se désintègre en paire électron-positron et est ensuite détecté.

2 Interactions faibles

Les interactions faibles sont responsables du changement de saveur entre les quarks. Un exemple fréquent est la désintégration d’un des quarks down du neutron en quark up ce qui est la cause des réactions β^-

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1)$$

En plus du passage d’un des quarks down à up, l’émission d’un boson W^- qui se désintègre par la suite en paire électron-antineutrino est observée.

L’interaction faible est la seule des 4 interactions fondamentales à violer les symétries C, P et CP. Celle-ci est de faible portée puisque la masse des particules d’échanges est élevée [2]. Elle permet ainsi aux leptons et aux quarks d’échanger énergie, masse et charge électrique.

2.1 Théorie de Fermi

Énoncé par nul autre que Fermi, cette théorie a été à l’origine conçue pour expliquer les désintégrations β^\pm (radioactivité). Étant non renormalisable, appliquer des corrections pour les hautes énergies fut impossible, et cette théorie fut remplacée par la théorie électrofaible.

2.2 Interactions électrofaibles

Aussi connue sous le nom de Modèle Standard Électrofaible (MSE), cette théorie est invariante de jauge sous le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ce groupe étant très utile pour décrire le couplage du Z^0 [3]. Cette symétrie semble brisée par le fait qu’à basse énergie, les interactions faibles et électromagnétiques semblent distinctes (théorie de Fermi valide). Les conséquences de cette brisure sont la grande masse des bosons de jauge de l’interaction faible.

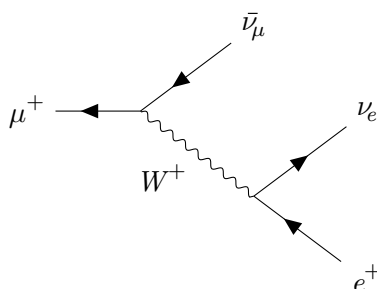


FIGURE 3 – Désintégration d'un antimuon.

La figure 3 permet de constater la différence fondamentale entre les deux théories énoncées plus haut. En effet, dans la première le boson W^+ serait inexistant, cela implique que l'antimuon se désintégrerait directement en ces 3 produits sans passer par la création du W^+ .

3 Mesures possibles

Maintenant que l'existence du Z^0 n'est plus à prouver, quelles sont les mesures expérimentales ainsi que les implications de ce boson ? Lors de la désintégration du Z^0 , il est possible de déterminer si celui-ci c'est désintégré en une paire de leptons ou de quarks. De plus, il est possible de déterminer la saveur de ces quarks. Pour permettre de telles mesures, une compréhension de plusieurs phénomènes est nécessaire et c'est ce qui sera abordé dans cette section.

3.1 Section efficace

La section efficace est définie de la façon suivante

$$\sigma = \frac{N_{\text{sel}} - N_{\text{bg}}}{\varepsilon_{\text{sel}} \mathcal{L}}, \quad (2)$$

où N_{sel} est le nombre de fois où l'évènement désiré c'est produit, N_{bg} est le nombre d'évènements totaux survenus sans compter ceux désirés (*background*), ε_{sel} est l'efficacité de la sélection [4] et \mathcal{L} est la luminosité¹ La section efficace en fonction de l'énergie dans le centre masse permet de déterminer la masse de la particule initiale étudiée ainsi que la largeur totale de désintégration grâce à l'équation de Breit Wigner

$$\sigma = \frac{E_{\text{R}} \Gamma^2}{(s - E_{\text{R}}^2)^2 + \Gamma(s)^2 E_{\text{R}}}, \quad (3)$$

1. La luminosité du système permet de définir le nombre de collisions sur une période de temps donnée. Elle dépend de la section efficace de la réaction étudiée et s'exprime en $\text{pb}^{-1} \text{s}^{-1}$ [5][6].

où E_R est la masse à la résonance. De plus, le ratio entre les différents processus possibles permet de déterminer les largeurs de désintégration partielle.

3.2 Largeur de désintégration

La largeur de désintégration (Γ) est une mesure de la probabilité de désintégration d'une particule. En effet, plus celle-ci est grande, plus il existe de types de désintégration différente. La particule peut donc se désintégrer en plusieurs autres particules de masse inférieure. L'équation reliant la demi-vie à la largeur de désintégration est simplement

$$\Gamma = \tau^{-1} \quad \left| \Gamma \cdot \tau \geq 1. \right. \quad (4)$$

La largeur de désintégration, étant une observable, permet de déterminer les différents produits en lesquels s'est désintégrée la particule initiale. Cette largeur est directement liée au principe d'incertitude sur la mesure de l'énergie de la particule initiale. En effet, plus celle-ci est grande, plus le nombre de réactions est élevé et ainsi plus le temps de désintégration (demi-vie) sera court. Plusieurs méthodes permettent de calculer cette largeur, une des méthodes utilisées est de simplement mesurer l'énergie des particules finales et de prendre la largeur à mi-hauteur de cette distribution (largeur partielle de désintégration). L'autre est de prendre la section efficace au pic de cette distribution (*pole section*). Cette dernière méthode est beaucoup plus difficile puisqu'elle demande de connaître avec certitude la luminosité du système. Finalement, la largeur de désintégration d'une particule permet de connaître la masse de celle-ci.

3.3 Largeur partielle de désintégration

Le calcul de la largeur partielle de désintégration d'une particule consiste à prendre seulement la probabilité de désintégration d'une particule vers certains produits. Il est possible de définir la largeur de désintégration comme suit

$$\Gamma(A) = \sum_i \Gamma(A \rightarrow i), \quad (5)$$

où i est le produit de la désintégration de A . En connaissant les largeurs de désintégration de chacune des désintégrations possibles, il est donc possible d'isoler certaines réactions et de les étudier plus précisément. Dans le cas du Z^0 , la somme se résume à

$$\Gamma(Z^0) = \Gamma(e^-e^+) + \Gamma(\mu^-\mu^+) + \Gamma(\tau^-\tau^+) + \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_{\text{inv}}, \quad \left| \Gamma_{\text{had}} = \sum_{q \neq t} \Gamma_{q\bar{q}}, \right. \quad (6)$$

où Γ_{inv} représente la partie invisible (indélectable). En fait, cette largeur partielle de désintégration représente les neutrinos de chiralité gauche. Celle-ci est obtenue en calculant la largeur de désintégration totale et en soustrayant la somme des largeurs partielles.

4 Expériences

Depuis sa découverte en 1973, le Z^0 a fait l'objet de plusieurs expériences permettant de déterminer sa masse, sa largeur de désintégration ainsi que le nombre de famille de quark se déroulant dans les différents accélérateurs situés dans le monde entier.

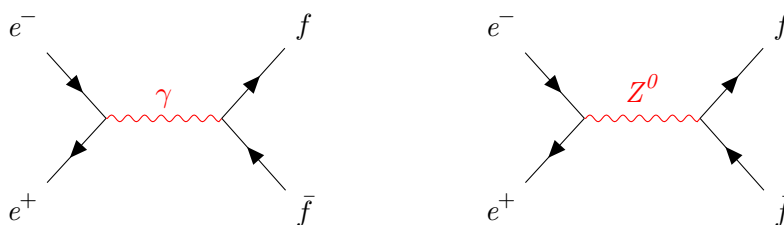


FIGURE 4 – Annihilation entre un électron et un positron permettant la production de paires de quarks, leptons, ou de neutrinos. Expérience réalisée au LEP et au SLC.

Les accélérateurs d'électrons et de positrons du LEP et du SLC ont permis, entre autres, l'étude de ce boson. En effet, ces deux accélérateurs opéraient à des énergies de l'ordre de 91 GeV dans le centre de masse puisque la masse du Z^0 était, au départ, estimée à une valeur plus grande que 74.6 GeV [8]. À la figure 4 sont représentées les deux contributions importantes. Le boson de Higgs peut aussi être produit de cette façon, mais, à ces énergies, sa contribution est négligeable puisque sa masse est d'environ 126 GeV. Les résultats obtenus pour la section efficace en fonction de l'énergie ainsi que les prédictions théoriques sont présentés à la figure 5.

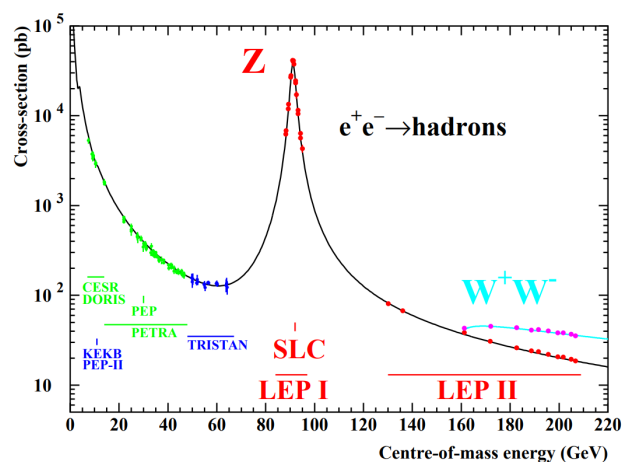


FIGURE 5 – La section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La ligne représente les prédictions du Modèle Standard et les points les résultats expérimentaux. La section efficace a été corrigée pour tenir compte de la contribution de la désintégration en photons [7].

4.1 Sélection des évènements

Pour être en mesure de déterminer la largeur de désintégration, il faut pouvoir distinguer les différents processus possibles lors de la désintégration du Z^0 , soit les processus leptoniques et hadroniques. Il faut aussi être capable de distinguer les réactions entre deux photons. Les détecteurs du LEP sont conçus de manière à ce que la détection d'un évènement soit réalisée avec une efficacité très près de 100 %.

En effet, il faut être en mesure de discerner les paires de quarks-antiquarks des leptons-antileptons ainsi que d'être capable de séparer les paires d'électrons-positrons, muons-antimuons ainsi que tauons-antitauons pour permettre de déterminer la grandeur du couplage du Z^0 avec les différentes espèces de leptons. Le principe permettant de séparer les évènements leptoniques, hadroniques ainsi que les réactions impliquant 2 photons est illustré à la figure 6.

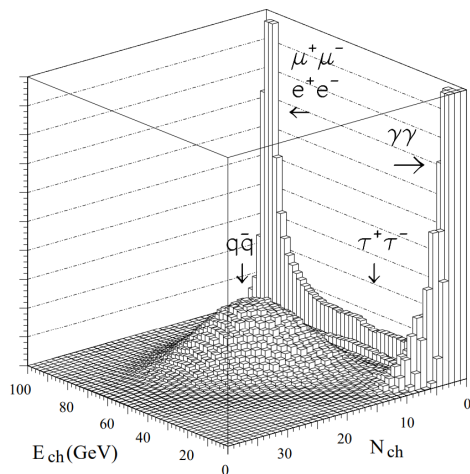


FIGURE 6 – Séparation expérimentale de chacun des états finaux en fonction de leurs énergies (E_{ch}) ainsi que du nombre d'évènements (N_{ch}) [7].

Sachant que les pics liés aux évènements $e^- e^+$ et $\mu^- \mu^+$, soit ceux ayant une grande impulsion arrivant peu fréquemment sont distinguable des évènements impliquant deux photons puisque ceux-ci sont de faibles énergies. Pour ce qui est des $\tau^- \tau^+$, ceux-ci ont, comme les autres une faible multiplicités, par contre, ils ont une impulsion intermédiaire. Pour distinguer les évènements ayant une grande impulsion des chambres à muons, des calorimètres à hadron ainsi que l'information électromagnétique sont utilisés.

En effet, les évènements impliquant des hadrons ont une énergie inférieure à celle du centre de masse, ceux impliquant deux photons sont produits avec une section efficace approximativement constante près de la résonance du Z^0 , les évènements impliquant des tauons sont filtrés en utilisant une simulation Monte-Carlo. Pour ce qui est des paires de leptons, les paires d'électrons sont caractérisées par le fait que l'énergie déposée par ceux-ci dans le calorimètre électromagnétique est équivalente aux mesures acquises par les détecteurs d'impulsion tandis que les muons déposent une quantité très faible d'énergie dans le calorimètre électromagnétique et hadronique et produisent un signal dans la chambre à muon. Finalement les leptons τ se désintègrent en simple électron, muon ou un *jet* consistant de 3 ou 5 hadrons chargés et quelques hadrons neutres avant d'atteindre les détecteurs. De plus, une partie de l'énergie est manquante puisqu'il y a production de neutrinos et que ceux-ci ne sont pas détectés par le détecteur.

4.2 Mesure de la largeur et de la masse du Z

Pour mesurer la masse et la largeur de désintégration du Z^0 , il est nécessaire de tenir compte, dans les largeurs de désintégrations partielles, des corrections apportées par QED et QCD [9] ainsi que la partie imaginaire (non-factorisable) du couplage effectif [10], le but étant de permettre l'utilisation de l'équation (6). Tout d'abord, la constante de Fermi (G_F) ainsi que le ratio du couplage faible neutre et chargé (ρ_0) sont déterminés par les équations suivante

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}m_W^2 \sin^2 \theta_W}, \quad \rho_0 = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad (7)$$

où α est la constante de structure fine, m_W est la masse du W , m_Z est la masse du Z^0 , θ_W est l'angle de mélange et ρ_0 est déterminé par la structure du Higgs de la théorie [11], dans le Modèle Standard, celui-ci est égal à 1. Par la suite, les interactions du boson Z^0 sont dépendantes de la charge électrique Q , de la troisième composante d'isospin faible I_3 ainsi que de la chiralité de la particule, soit

$$g_L = \sqrt{\rho_0} \left(I_3^f - Q_f \sin^2 \theta_W \right), \quad g_R = -\sqrt{\rho_0} Q_f \sin^2 \theta_W. \quad (8)$$

Il est possible de définir, à l'aide des deux équations précédentes, un vecteur et un pseudovecteur (vecteur axial) permettant de prendre en compte le couplage de la façon suivante

$$g_V \equiv g_L + g_R = \sqrt{\rho_0} \left(I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W \right), \quad g_A \equiv g_L - g_R = \sqrt{\rho_0} I_3^f, \quad (9)$$

g_L et g_R sont modifiés par les effets radiatifs (voir figure 7) et les corrections des vertex (voir figure 8). En appliquant ces corrections, la majeure partie des corrections électrofaibles est absorbée (à l'énergie du Z^0) par les deux facteurs de forme suivants : \mathcal{R}_f pour l'échelle globale et \mathcal{K}_f pour la partie contenant l'angle de mélange

$$\mathcal{G}_{Vf} = \sqrt{\mathcal{R}_f} \left(I_3^f - 2Q_f \mathcal{K}_f \sin^2 \theta_W \right), \quad \mathcal{G}_{Af} = \sqrt{\mathcal{R}_f} I_3^f. \quad (10)$$

Finalement, la largeur partielle de désintégration est donnée par l'équation suivante

$$\Gamma_{ff} = N_c^f \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \left(|\mathcal{G}_{Af}|^2 R_{Af} + |\mathcal{G}_{Vf}|^2 R_{Vf} \right) + \Delta_{ew/QCD}, \quad (11)$$

où N_c^f est le facteur de couleur. Celui-ci est égal à 1 pour les leptons et 3 pour les quarks. R_{Vf} et R_{Af} sont les facteurs radiatifs et $\Delta_{ew/QCD}$ est le facteur non normalisable attribuable aux petites contributions survenant lors des corrections électrofaibles et QCD.

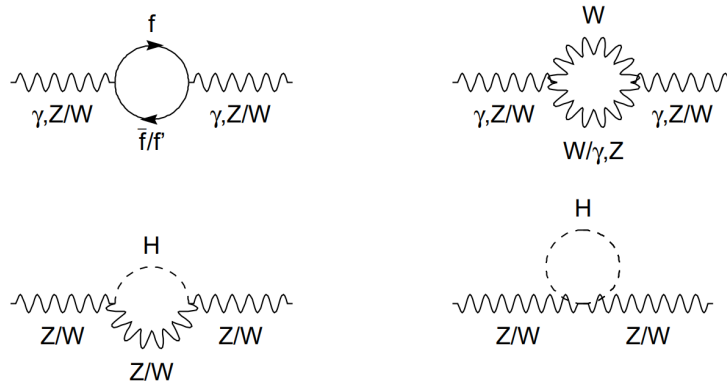


FIGURE 7 – Schéma explicatif des corrections radiatives sur les bosons de jauges dus aux boucles d'ordres supérieures des bosons et fermions [7].

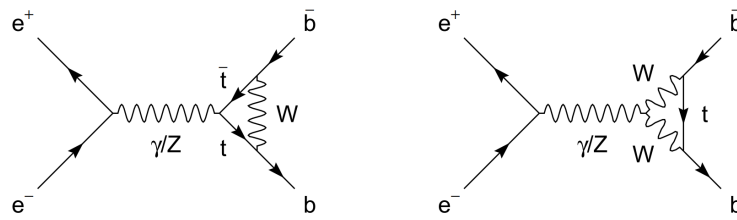


FIGURE 8 – corrections des vertex (QED) pour le processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ [7].

Avec les données recueillies lors de ces multiples expériences, la largeur de désintégration, la section efficace ainsi que la masse du Z^0 fût déterminée. Les valeurs obtenues sont représentées dans le tableau 1.

	Largeur de désintégration GeV	Masse GeV	Section efficace hadronique nb
ALEPH	2.4959 ± 0.0043	91.1891 ± 0.0031	41.558 ± 0.057
DELPHI	2.4876 ± 0.0041	91.1864 ± 0.0028	41.578 ± 0.069
L3	2.5025 ± 0.0041	91.1897 ± 0.0030	41.535 ± 0.054
OPAL	2.4928 ± 0.0041	91.1858 ± 0.0030	41.501 ± 0.055
LEP	2.4952 ± 0.0023	91.1875 ± 0.0021	41.540 ± 0.037

TABEAU 1 – Largeur de désintégration, masse et section efficace hadronique du Z^0 obtenue lors des expériences [7].

4.2.1 Masse du W

De plus, la constante de Fermi et la masse du Z^0 sont obtenus expérimentalement avec une précision beaucoup plus élevée que la précision sur la masse des W^\pm , et il est possible d'exprimer la masse des W^\pm en fonction de ces deux constantes à l'aide de la formule suivante [7]

$$m_W^2 = \frac{m_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - 4 \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F m_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta r}} \right), \quad (12)$$

où Δr est défini comme suit

$$\Delta r = \Delta\alpha + \Delta r_W, \quad (13)$$

où $\Delta\alpha$ est dû aux boucles de fermions d'ordre supérieures et est divisé en 3 catégories, soit les boucles leptoniques, les boucles de quarks top ainsi que les boucles de quarks (u/d/s/c/b). Il est possible de l'exprimer comme suit

$$\Delta\alpha(s) = \Delta\alpha_{e\mu\tau}(s) + \Delta\alpha_{\text{top}}(s) + \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(s). \quad (14)$$

Les deux premiers termes de l'équation précédente peuvent être calculés précisément en remplaçant s (variable de Mandelstam) par la masse du Z^0 au carré. Les résultats obtenus sont, au troisième ordre [12]

$$\Delta\alpha_{e\mu\tau}(m_Z^2) = 0.03150, \quad \Delta\alpha_{\text{top}}(m_Z^2) = -0.00007. \quad (15)$$

La contribution permettant de prendre en compte le quark top est calculée à l'aide des logiciels TOPAZ0 et ZFITTER en tenant compte de la masse de celui-ci. Puisque les particules ayant une masse élevée sont découplées en QED, sa contribution est petite (par rapport à la première).

Par contre, puisque le dernier terme est la contribution attribuée au quark ayant une faible masse, les calculs perturbatif en QCD sont inapplicables. Ce dernier est donc déterminé en analysant les collisions de paires électron-positron de basses énergies en utilisant les relations de dispersion et en mesurant la section efficace hadronique. Le résultat expérimental obtenu est [7]

$$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0.02804 \pm 0.00065. \quad (16)$$

En incluant les résultats obtenus lors de la collaboration BES ainsi que les mesures obtenues par les expériences CMD-2 et KLOE (production de paire pion-antipion), l'incertitude sur la valeur de

$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ est réduite. La valeur obtenue est [7]

$$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2) = 0.02758 \pm 0.000035, \quad (17)$$

ce qui permet d'obtenir une valeur de $\Delta\alpha(m_Z^2) = 0.05901 \pm 0.00035$. Cela permet aussi de déterminer $\alpha(m_Z^2)$ (*running constant*) dans l'équation (12), soit

$$\alpha(m_Z^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(m_Z^2)}, \quad \left| \alpha(0) = \frac{1}{137.036} \right. \quad (18)$$

Il ne reste plus qu'à déterminer la valeur de Δr_W de l'équation (13), celui-ci contient les corrections électrofaibles et peut être exprimé de la façon suivante

$$\Delta r_W = -\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \dots, \quad \left| \Delta\rho = \rho - 1, \right. \quad (19)$$

où ρ est le ratio permettant de décrire le couplage dans les interactions avec les neutrinos à basse énergie [7]. Finalement, l'équation (12) permet de remplacer la dépendance des équations contenant la masse des W^\pm et ainsi obtenir une meilleure précision qu'en calculant la masse des W^\pm expérimentalement [7].

4.3 Familles de neutrinos

En considérant que la partie invisible (Γ_{inv}) de la largeur partielle de désintégration est nulle, toutes les autres largeurs partielles de désintégration du Z^0 pourraient être déterminées sans connaître la grandeur de la section efficace. La mesure obtenue expérimentalement de Γ_{inv} dépend donc de cette grandeur. En assumant l'universalité des leptons²,

$$R_l^0 \equiv \frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_{ll}}, \quad (20)$$

en définissant le ratio suivant

$$R_{\text{inv}}^0 \equiv \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_{ll}} \quad (21)$$

et en utilisant l'équation (6),

$$R_{\text{inv}}^0 \equiv \left(\frac{12\pi R_l^0}{\sigma_{\text{had}}^0 m_Z^2} \right)^{1/2} - R_l^0 - (3\delta_\tau), \quad \left| \sigma_{\text{had}}^0 \equiv \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2}, \right. \quad (22)$$

2. Les électrons, les muons ainsi que les tauons interagissent de façon équivalente et sont produits en même quantité [13].

où σ_{had}^0 est la section efficace des hadrons au pic et $\delta_\tau = -0.23\%$ est le facteur de correction permettant de prendre en compte la masse du tau.

En assumant que la partie invisible de la désintégration du Z^0 est seulement causée par le couplage des neutrinos (selon le Modèle Standard). Le nombre de familles de neutrinos (N_ν) peut donc être déterminé en comparant les mesures expérimentales obtenues de R_{inv}^0 avec les prédictions du Modèle Standard pour le ratio $\Gamma_{\nu\bar{\nu}}/\Gamma_U$, soit

$$R_{\text{inv}}^0 = N_\nu \left(\frac{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}}{\Gamma_U} \right)_{\text{SM}}. \quad (23)$$

En utilisant l'équation précédente, en considérant les résultats expérimentaux et que le ratio, prédit par le Modèle Standard, est 1.99125 ± 0.00083 , il est possible de déterminer le nombre de familles de neutrinos. En effet, le nombre de famille de neutrinos obtenu est très près de la valeur observé, soit

$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082. \quad (24)$$

La figure 9 permet de comparer les résultats obtenus expérimentalement avec les prédictions théoriques du Modèle Standard pour 2, 3 ou 4 familles ainsi que de remarquer que le nombre de familles de neutrinos a une grande influence sur la valeur de la section efficace hadronique au pic. Une présentation des résultats expérimentaux pour les différentes largeurs de désintégrations partielles se retrouve au tableau 5.

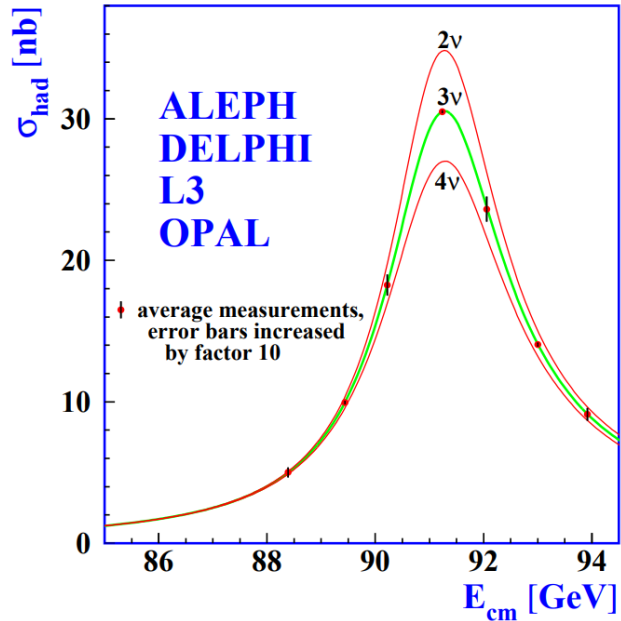


FIGURE 9 – Comparaison entre les valeurs expérimentales et les prédictions théoriques pour le nombre de familles de neutrinos dans le modèle standard en considérant les neutrinos sans masse [7].

5 Conclusion

Le grand nombre d'expériences réalisées ainsi que le grand nombre d'évènements répertoriés pour déterminer les propriétés intrinsèques du Z^0 ont permis de diminuer l'incertitude sur ces mesures et ainsi de mettre à l'épreuve les prédictions du Modèle Standard. En effet, la largeur de désintégration, la masse du Z^0 et le nombre de famille de neutrinos sont de

$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ [MeV]}, \quad m_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ [GeV]}, \quad N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082, \quad (25)$$

ce qui est en accord avec le modèle. De plus, la connaissance de ces paramètres a permis de tester les multiples relations impliquées par le Modèle Standard. En effet, la masse du boson W ainsi que celle du quark top sont estimées à

$$m_W = 80.363 \pm 0.032 \text{ [GeV]}, \quad m_t = 173_{-10}^{+13} \text{ [GeV]} \quad (26)$$

ce qui est en accord avec les valeurs expérimentales obtenues. Finalement, la découverte du Z^0 , et surtout le fait que sa masse est non nulle, ont permis de prédire l'existence du boson de Higgs découvert en 2012.

Paramètre	Moyenne		Corrélations						
$\Gamma_{\bar{f}f}$	MeV								
Sans l'universalité des leptons									
			Γ_{had}	Γ_{ee}	$\Gamma_{\mu\mu}$	$\Gamma_{\tau\tau}$	$\Gamma_{b\bar{b}}$	$\Gamma_{c\bar{c}}$	Γ_{inv}
Γ_{had}	1745.8	± 2.7	1.00	-	-	-	-	-	-
Γ_{ee}	83.92	± 0.12	-0.29	1.00	-	-	-	-	-
$\Gamma_{\mu\mu}$	83.99	± 0.18	0.66	-0.20	1.00	-	-	-	-
$\Gamma_{\tau\tau}$	84.08	± 0.22	0.54	-0.17	0.39	1.00	-	-	-
$\Gamma_{b\bar{b}}$	377.6	± 1.3	0.45	-0.13	0.29	0.24	1.00	-	-
$\Gamma_{c\bar{c}}$	300.5	± 5.3	0.09	-0.02	0.06	0.05	-0.12	1.00	-
Γ_{inv}	497.4	± 2.5	-0.67	0.78	-0.45	-0.40	-0.30	-0.06	1.00
Avec l'universalité des leptons									
			Γ_{had}	Γ_{ll}	$\Gamma_{b\bar{b}}$	$\Gamma_{c\bar{c}}$	Γ_{inv}	-	-
Γ_{had}	1744.4	± 2.0	1.00	-	-	-	-	-	-
Γ_{ll}	83.985	± 0.086	0.39	1.00	-	-	-	-	-
$\Gamma_{b\bar{b}}$	377.3	± 1.2	0.35	0.13	1.00	-	-	-	-
$\Gamma_{c\bar{c}}$	300.2	± 5.2	0.06	0.03	-0.15	1.00	-	-	-
Γ_{inv}	499.0	± 1.5	-0.29	0.49	-0.10	-0.02	1.00	-	-

TABLEAU 2 – Largeur partielle de désintégration du Z^0 pour chacun des types de désintégration avec ou sans tenir compte de l'universalité des leptons. La largeur partielle invisible est calculée à l'aide de l'équation (6) [7].

Références

- [1] Sans auteur, “Le boson Z.” [CERN](#), Jun 2013.
- [2] D. Buskulić, “Introduction à la physique des particules.” [Notes de cours](#).
- [3] L. Group, L. Study, G. Weiglein, T. Barklow, E. Boos, A. De Roeck, K. Desch, F. Gianotti, R. Godbole, J. Gunion, *et al.*, “Physics interplay of the lhc and the ilc,” *arXiv preprint hep-ph/0410364*, 2004.
- [4] D. Casadei, “Estimating the selection efficiency,” *Journal of Instrumentation*, vol. 7, no. 08, p. P08021, 2012.
- [5] J. Gillies, “Luminosity? Why don’t we just say collision rate?,” *CERN*, Mar 2011.
- [6] W. Herr and B. Muratori, “Concept of luminosity,” *CERN Accelerator School Intermediate accelerator physics*, p. 361, 2006.
- [7] S. Schael, J. van Dalen, E. Kittel, A. König, H. Kuijten, D. Mangeol, W. Metzger, T. Novak, B. Petersen, M. Sanders, *et al.*, “Precision electroweak measurements on the z resonance,” *Physics Reports*, 2006.
- [8] P. Musset and J.-P. Vialle, “Neutrino physics with gargamelle,” *Physics Reports*, vol. 39, no. 1, pp. 1 – 130, 1978.
- [9] D. Bardin, W. Hollik, and G. Passarino, “Reports of the working group on precision calculations for the z resonance,” tech. rep., European Organization for Nuclear Research, 1995.
- [10] A. Czarnecki and J. H. Kühn, “Nonfactorizable qcd and electroweak corrections to the hadronic z boson decay rate,” *Physical review letters*, vol. 77, no. 19, p. 3955, 1996.
- [11] D. Ross and M. Veltman, “Neutral currents and the higgs mechanism,” *Nuclear Physics B*, vol. 95, no. 1, pp. 135 – 147, 1975.
- [12] M. Steinhauser, “Leptonic contribution to the effective electromagnetic coupling constant up to three loops,” *Physics Letters B*, vol. 429, no. 1-2, pp. 158–161, 1998.
- [13] T. Shears, “How universal is (lepton) universality?,” , Jun 2014.