

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieure et de la recherche scientifique
Université Saâd DAHLAB-Blida 1



Faculté des Sciences
Département de Physique

Laboratoire de Physique Théorique et Interactions Rayonnement-Matière (LPTHIRM)

MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDE
pour l'obtention du diplôme de Master en physique
Option : Physique Théorique

**Recherche indirecte des Leptoquarks scalaires dans le processus
de Drell-Yan ($q\bar{q}e^+e^-$)**

présenté par :

FATIMA EZZOUAOUI

soutenu le 12 décembre 2022 devant le jury composé de :

Mr. Abdelkader Yanallah	M.C.B	U. S. D.-Blida 1	Président
Mme. Douria Hamam	M.C.B	U. S. D.-Blida 1	Examinateur
Mme. Assia Bessaa	M.C.B	U. S. D.-Blida 1	Superviseur

Blida, 2021-2022.

Résumé. – Le présent travail porte sur l'étude de la sensibilité des collisionneurs hadroniques à l'échange des leptiquarks en canal t/u dans le processus de Drell-Yan. Par ailleurs, on fait une estimation sur la possibilité de contraindre les leptiquarks scalaires lourds par l'analyse de données d'ATLAS portée sur les interactions de contact recherchées dans le canal $(q\bar{q}e^+e^-)$.

Mots clés. – Leptiquarks, section efficace, collision, diagramme de Feynman.

Abstract. – The present work is concerned with the study of hadronic colliders sensitivity to leptiquarks exchange in t/u Drell-Yan channel. In addition, an estimate is made on the possibility of constraining heavy scalar leptiquarks by ATLAS data focused on the contact interactions search in $(q\bar{q}e^+e^-)$ channel.

Key words. – Leptiquarks, cross section, collision, Feynman diagram.

Remerciements

Tout d'abord, je remercie Allah Tout-Puissant, qui m'a donné la force et la volonté de pouvoir terminer ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon encadrante de mémoire, Madame Assia Bessaa, Maitre de conférence B à l'université de Blida 1, pour son soutien, ses efforts qu'elle a déployés pour m'aider et sa patience à mon égard durant mon travail de Master, je la remercie également de m'avoir correctement dirigée, pour sa précision et son exhaustivité dans les moindres détails, et pour ses précieux conseils, je lui souhaite tout le meilleur pour l'avenir.

J'adresse mes sincères remerciements à tous les membres de jury, qui ont accepté de juger ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude à ma famille ; mes chères parents, qui ont toujours été avec moi, pour m'avoir donné l'amour et l'attention qui me font avancer et me motivent à réussir, à mon frère et mes deux sœurs pour m'avoir fait plaisir et pour leur assistance continu.

Je voudrais enfin remercier toutes mes collègues et amies, qui étaient présentes au cours de ce travail pour leur amitié et leur encouragement.

Table des matières

Table des figures	v
Liste des tableaux	vi
Introduction	1
Chapitre 1. Contexte théorique	3
1.1. Le modèle standard de la physique des particules.....	3
1.2. Problèmes et lacunes du modèle standard	6
1.3. Au-delà du Modèle Standard.....	8
Chapitre 2. Phénoménologie des leptoquarks	9
2.1. Modèles des leptoquarks	9
2.2. Interaction et propriétés des leptoquarks scalaires	11
2.3. Leptoquarks dans les collisionneurs actuels.....	13
2.3.1. Production en paires	14
2.3.2. Effet indirect.....	15
Chapitre 3. Leptoquarks et analyse d’ATLAS	16
3.1. Echange d’un Leptoquark en canal t	16
3.2. Leptoquarks dans la limite de l’interaction de contact.....	20
Conclusion Générale	24
Appendice	25
A. Densité spinorielle d’échange de leptoquark	25
B. Section efficace du MS	29
C. Section efficace de l’échange de leptoquark	30
D. Calcul du rapport R	32
D.1. Calcul du rapport induit par l’opérateur d’ATLAS	32
D.2. Calcul du rapport induit par l’opérateur S_{0R}^\dagger	33
E. Coefficient d’interférence	34
E.1. Coefficient d’interférence pour S_{0R}	34
E.2. Coefficient d’interférence pour $S_{\frac{1}{2}L}$	35
Bibliographie	36

Table des figures

Figure 1.1 : Les particules élémentaires du Modèle Standard avec leurs propriétés : masses, spins, charges électriques [3].....	4
Figure 2.1 : Diagrammes de Feynman de la désintégration du proton par échange d'un leptoquark. ..	10
Figure 2.2 : Couplage de Yukawa lepton-quark.....	11
Figure 2.3 : Désintégration de $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$ par échange d'un leptoquark.....	13
Figure 2.4 : Diagrammes (LO) de Feynman dominants pour la production de paires LQ par la fusion gluon-gluon et l'annihilation quark-antiquark.....	14
Figure 2.5 : Diagrammes de Feynman MS et leptoquark du processus $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ au collisionneur pp dans la limite de la négligence de m_Z . Le canal t et le diagramme central pour le nombre de fermion $F = 0$ de leptoquarks (les doublets $SU(2)$), le dernier diagramme est le canal u pour le nombre de fermion $F = 2$ de leptoquarks (les triplets et singlets $SU(2)$). Les impulsions k entrent dans le graphe et les impulsions p en sortent.	15
Figure 3.1 : Section efficace d'interaction de contact et de l'échange de LQ en canal t/u dans le processus partonique $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$. Le rapport λ/m dans l'CI est fixée à $0.4 TeV^{-1}$ pour une interférence constructive (figure à gauche), et à $0.5 TeV^{-1}$ pour une interférence destructive (figure à droite). Pour l'échange de LQ en canal t/u , la masse est prise $m_{LQ} = 2 TeV$ avec un couplage $\lambda = 1$	23

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Structure des fermions élémentaires sous les groupes $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ [4].	4
Tableau 1.2 : Les bosons élémentaires du modèle standard [2].	5
Tableau 2.1 : Classification des leptoquarks scalaires, leurs nombres quantiques et les couplages possibles avec les quarks et leptons de première génération.	12
Tableau 3.1 : Opérateur de contact entre quark et lepton de 1 ^{re} génération . La dernière colonne est le propagateur du modèle standard ($\sqrt{\hat{s}} \gg m_Z$).	17
Tableau 3.2 : Taille relative de l'interférence $SM \times NP$, par rapport au terme de la nouvelle physique $ NP ^2$ pour tous les opérateurs de contact induits par l'opérateur d'ATLAS et chaque type de leptoquark.	22

Introduction

La connaissance que nous avons des particules élémentaires et de leurs interactions a considérablement évolué au cours du siècle dernier. Les progrès successifs ont été progressivement intégrés dans une théorie de synthèse élégante appelée Modèle Standard (MS) de la physique des particules. De nombreuses expériences ont testé avec succès et même prouvé avec la plus haute précision que le modèle standard est une théorie très puissante.

En dépit de cette réussite frappante, de nombreuses observations ne peuvent être expliquées par ce modèle, comme l'origine des nombreux paramètres fondamentaux, la gravitation et la grande hiérarchie des échelles d'énergie, ce qui fait que le MS reste une théorie incomplète. C'est pourquoi des extensions du MS sont proposées. Certaines d'entre elles prédisent l'existence de nouvelles particules, couplant à la fois à des leptons et des quarks que l'on nomme leptoquarks (LQ), avec des masses de la gamme TeV, susceptibles d'être découvertes directement ou indirectement au moyen de détecteurs de particules. Si l'on en juge par les observations antérieures, il est très probable que ces particules seront trouvées en faisant fonctionner les collisionneurs de particules à des énergies très élevées, tout en effectuant des mesures à l'aide des détecteurs très précis comme ATLAS. Ce dernier est un détecteur polyvalent situé dans l'accélérateur de particules LHC de l'organisation européenne pour la physique nucléaire (CERN), qui dispose actuellement des faisceaux les plus énergétiques et intenses du monde, ce qui permet de mieux comprendre les propriétés des particules, et entre autres de découvrir la nouvelle physique au-delà du MS.

Le but de ce mémoire est d'explorer les effets de l'échange de leptoquark en canal t/u , sur le processus de Drell-Yan qui trouve son importance dans la recherche d'au-delà du modèle standard par la parfaite connaissance de la section efficace à haute masse invariante de la paire e^+e^- .

Ce mémoire est organisé comme suit :

Le premier chapitre décrit brièvement le contexte théorique du MS et donne les quelques arguments principaux justifiant l'introduction de théories au-delà du MS.

Le deuxième chapitre élabore la phénoménologie des leptoquarks. D'abord, on présente les différents modèles qui permettent de prédire les leptoquarks au-delà du MS, puis on décrit le modèle décrivant les interactions de Leptoquarks scalaires qui conservent les nombres

leptonique et baryonique. Enfin, les mécanismes de production de leptoquarks auprès des collisionneurs sont également abordés.

Le dernier chapitre est dédié à l'objectif de ce mémoire, qui met l'accent sur le calcul de la section efficace $\sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-)$ par échange d'un leptoquark en canal t/u et les comparer à celles d'une interaction de contact a quatre fermions (c'est-à-dire, la limite où l'impulsion du leptoquark est nulle). On voudrait savoir si on peut traduire les bornes expérimentales sur les interactions de contact vers un leptoquark.

Enfin, une conclusion générale clôt ce manuscrit.

Chapitre 1. Contexte théorique

Le modèle standard (MS) de la physique des particules est l'une des théories physiques les plus réussies jamais conçues. Cette théorie a été développée dans les années 60 et 70, et avec seulement quelques modifications mineures, elle a perduré jusqu'à aujourd'hui. Ses prédictions ont été testées expérimentalement dans un large éventail d'échelles d'énergie et elles concordent très bien avec les données. En outre, le boson de Higgs découvert au LHC en 2012 est la dernière pièce manquante du MS, qui a confirmé le succès de ce modèle. Néanmoins, il existe plusieurs raisons phénoménologiques et esthétiques qui indiquent que le MS ne peut pas être la théorie fondamentale ultime.

1.1. Le modèle standard de la physique des particules

Le MS est une théorie des champs quantiques et relativistes. Il décrit avec succès les interactions électrofaibles et fortes des quarks et leptons qui constituent les fermions du MS. Ces derniers interagissent entre eux en échangeant des bosons vecteurs intermédiaires correspondants à la symétrie de jauge locale générée par le groupe $(SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$. Ce modèle se compose de dix-sept particules élémentaires classés en fermions et bosons. Dans l'usage courant, le terme "particule élémentaire" est considéré comme un synonyme de constituant ultime de la matière [1]. Ces particules peuvent avoir une vitesse très élevée, proche ou égale à celle de la lumière [2]. Les particules élémentaires du modèle standard sont représentées sur la figure 1.1.

Les quarks et les leptons sont des fermions de spin $\frac{1}{2}$, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, et apparaissent en trois générations (car leurs masses sont relativement différentes). Le tableau 1.1 montre ces trois générations et la structure chirale des particules du MS, à savoir des doublets sous le groupe $SU(2)_L$, alors que ce sont des triplets de couleur ou singlets sous le groupe $SU(3)_C$ [4].

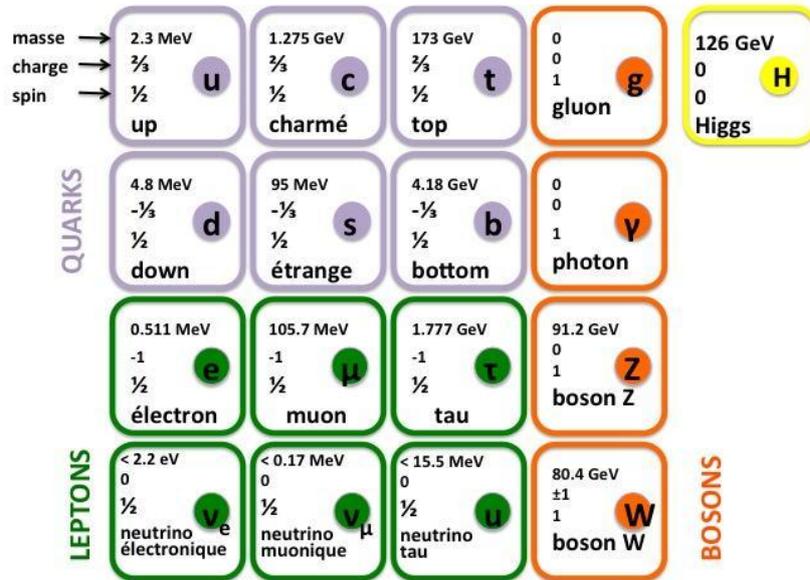


Figure 1.1 : Les particules élémentaires du Modèle Standard avec leurs propriétés : masses, spins, charges électriques [3].

Type	$SU(2)_L$			$SU(3)_C$
	Génération I	Génération II	Génération III	
Quarks	$(u d)_L$ u_R d_R	$(c s)_L$ c_R s_R	$(t b)_L$ t_R b_R	Triplet
Leptons	$(\nu_e e^-)_L$ e^-_R	$(\nu_\mu \mu^-)_L$ μ_R	$(\nu_\tau \tau^-)_L$ τ_R	Singlet

Tableau 1.1 : Structure des fermions élémentaires sous les groupes $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ [4].

Il existe six espèces de leptons : trois portent des charges électriques entières (électron e , muon μ et tau τ) et les trois autres sont neutres (neutrino électronique ν_e , neutrino muonique ν_μ et neutrino tauique ν_τ). En revanche, ils n'ont pas de charge de couleur, donc n'interagissent pas via l'interaction forte [5]. Il existe également six espèces de quarks : up u , down d , charm

c , strange s , top t et bottom b [6]. Ces derniers, sont des particules massives [7] de charge électrique fractionnaire, et on leur associe aussi une charge colorée, donc ils sont sensibles à l'interaction forte [5].

À chaque particule fermionique est associée une antiparticule de même masse mais de charge électrique opposée.

La description de la structure de la matière ne peut être complète sans tenir compte des champs de force qui "joignent" les particules et qui régulent les interactions entre elles. En effet, chaque interaction possède son propre champ quantique, à savoir, des particules avec un spin entier, qui obéissent aux statistiques de Bose-Einstein. Les photons γ servent de médiateurs aux interactions électromagnétiques, les bosons vecteurs intermédiaires W^\pm et Z^0 sont les médiateurs de l'interaction faible, et l'interaction forte se fait par l'échange de bosons appelés "gluons" [1]. Les propriétés de ces bosons sont résumées dans le tableau 1.2.

Nom	Interaction transmise	Charge		
		Forte	Faible	EM
Photon γ	EM	non	non	non
Boson faible W^+, W^-	Faible	non	oui	oui
Boson faible Z^0	Faible	non	oui	non
8 gluons	Forte	oui	non	non
Bosons de Higgs H^0	n'est pas un médiateur de force	non	oui	non

Tableau 1.2 : Les bosons élémentaires du modèle standard [2].

Le modèle se complète par un boson massif de spin 0, le boson de Higgs. Cette particule apparaît lorsqu'on veut décrire correctement la présence de bosons massifs dans l'interaction faible. On peut ajouter aussi le boson hypothétique de spin 2, le graviton, qui décrirait l'interaction gravitationnelle. Cependant, il n'y a pas de modèle satisfaisant d'une théorie quantique de la gravitation [2].

L'interaction forte est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD), basée sur l'invariance de jauge locale sous le groupe non-abélien $SU(3)_C$ [8], et responsable

des forces entre les particules porteuses d'une charge de couleur : quarks, antiquarks et gluons. De sorte que la charge de couleur des quarks peut prendre les trois valeurs : rouge, vert ou bleu, et pour les antiquarks, ils ont une charge d'anti-couleur correspondante [2]. Huit générateurs sont associés à la représentation fondamentale de $SU(3)_C$, qui sont les matrices de Gell-Mann. On a donc huit gluons portant une charge de couleur et une charge d'anti-couleur [9].

Les deux interactions électromagnétique et faible sont unifiées par l'interaction électrofaible, qui a été construite en imposant une symétrie de jauge, i.e. une invariance sous les transformations locales de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où $SU(2)_L$ est le groupe de jauge correspondant à l'interaction faible, de sorte que l'indice L signifie que seules les particules de chiralité gauche subissent les transformations du groupe $SU(2)_L$. Les générateurs de ce groupe sont les trois composantes d'une quantité appelée isospin faible [9].

La partie électromagnétique des interactions électrofaibles est décrite par l'électrodynamique quantique (QED), elle est basée sur le groupe de jauge abélien $U(1)_Y$. Le générateur de cette transformation est l'hypercharge faible Y , reliée à la charge électrique Q et à la troisième composante d'isospin faible T_3 par la formule de Gell-Mann-Nishijima [9] :

$$Y = 2(Q - T_3)$$

La symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, requiert que les transmetteurs de force (bosons de jauge) soient de masse nulle. Or, dans le cas de l'unification électrofaible, les bosons vecteurs W^\pm et Z^0 de l'interaction faible possèdent une masse, tandis que le photon, boson vecteur de l'interaction électromagnétique est de masse nulle [10]. Pour contourner le problème de la masse des bosons, le mécanisme de Higgs, proposé par Englert, Brout et Higgs, a été incorporé à la théorie. Il permet, en ajoutant un champ scalaire, de provoquer la brisure spontanée de symétrie pour les basses énergies et ainsi de générer une masse pour les W^\pm et Z^0 , et cela, tout en gardant l'invariance de jauge du lagrangien du modèle standard. Le mécanisme permet de régler un autre problème en offrant une interprétation de la masse de toutes les particules comme une interaction avec ce nouveau champ.

1.2. Problèmes et lacunes du modèle standard

Bien que le modèle standard ait été testé avec grande précision et soit en accord avec les résultats expérimentaux, certaines lacunes donnent à penser qu'il ne s'agit pas de la théorie fondamentale de la Nature. En fait, le modèle standard ne prédit pas [5] :

- les constantes de couplages α_{em} , α_W et α_S .
- l'existence de trois générations de quarks et de leptons.
- l'absence de mélange entre les quarks et les leptons.
- les masses des quarks et des leptons.

En tout, un minimum de 19 paramètres libres doivent être mesurés expérimentalement dont les 3 couplages, les masses des 6 quarks et des 3 leptons chargés, les 3 angles de mélange et la phase de la matrice CKM , le paramètre θ_{QCD} et 2 paramètres associés au potentiel de Higgs. Dans le cas où les neutrinos sont massifs, 26 paramètres sont requis. S'ajoutent aux paramètres existants les masses des 3 neutrinos, 3 angles de mélange et une phase qui forment une matrice de mélange analogue à la matrice CKM . De plus, quelques questions importantes restent ouvertes et sont souvent qualifiées par [5] :

- **Le problème de jauge :**

On compte trois groupes de symétrie de jauge qui décrivent les interactions avec trois constantes de couplage indépendantes. Pourquoi ? Existe-t-il une relation entre les interactions fortes et les interactions électrofaible ?

- **Le problème de la quantification de la charge :**

Comment expliquer, par exemple, que la charge du proton soit exactement l'opposée de celle de l'électron ?

- **Le problème de la gravitation :**

Le modèle standard ne tient pas compte de la gravitation (la quatrième des forces). En effet, les théories quantiques intègrent mal la gravitation, à l'exception possible de la théorie des supercordes. Dans le meilleur des cas, le modèle standard n'est donc valide que jusqu'à l'échelle de Planck ($M_P \simeq 10^{19}$), où les effets gravitationnels ne peuvent plus être négligés. Mais de façon générale, de sérieux problèmes de cohérence surgissent lorsque l'on tente tout bêtement d'inclure la gravitation en extrapolant le modèle standard jusqu'à l'échelle de Planck.

- **Le problème de hiérarchie :**

Les interactions fondamentales sont décrites par la symétrie de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du modèle standard jusqu'à l'échelle de Planck. Il n'existe alors que trois échelles d'énergie fondamentales, soit $\Lambda_{QCD} \simeq 100MeV$, l'échelle qui détermine

le couplage fort, $M_W \simeq 100 GeV$, l'échelle de brisure de symétrie spontanée du secteur électrofaible, et finalement l'échelle de Planck $M_P \simeq 10^{19} GeV$. La question qui s'impose est pourquoi cette grande disparité entre les échelles ?

1.3. Au-delà du Modèle Standard

La physique théorique propose plusieurs théories qui tentent de répondre en partie à ces questions, la plupart d'entre elles reposent sur des extensions dans lesquelles le modèle standard constituerait une limite à basse énergie d'une théorie plus complète, c'est-à-dire qu'il correspondrait à une théorie efficace valide seulement jusqu'à une certaine échelle Λ . Au-delà de cette échelle, il y aurait coupure et on verrait se manifester une nouvelle physique que le modèle standard ne serait pas en mesure d'expliquer. Les solutions proposées sont notamment [5] :

- Grande unification.
- La technicouleur.
- Modèles composites revenant sur le statut de "particule élémentaire" au profit des quarks et leptons.
- Supersymétrie.
- Gravité quantique.
- Modèles des cordes...

Jusqu'à maintenant, ces hypothèses restent des spéculations, mais elles sont souvent basées sur des arguments théoriques élégants et sont essentielles dans le processus de vérification du modèle standard puisqu'elles permettent de guider l'expérimentateur dans sa quête de résultats signalant de la nouvelle physique [5].

Dans les chapitres suivants, je parlerai sur un modèle qui fait intervenir des couplages quark-lepton et qui prédit au même temps l'existence d'une particule d'échange appelée Leptoquark.

Chapitre 2. Phénoménologie des leptoquarks

Le modèle standard décrit très bien les particules élémentaires et leurs interactions, mais de nombreuses théories ont émergé pour compléter les insuffisances théoriques de ce modèle conduisant à la prédiction de phénomènes nouveaux. La symétrie frappante entre les quarks (q) et les leptons (l) [11] est l'une de ces prédictions qui postule l'existence de bosons appelés leptoquarks LQ, ce sont des particules hypothétiques scalaires ou vectorielles portant à la fois un nombre baryonique (B) et un nombre leptonique (L) non-nuls, ainsi qu'une charge électrique. Ces bosons seraient médiateurs d'une interaction entre leptons et quarks.

2.1. Modèles des leptoquarks

Les leptoquarks sont prédits par de nombreux modèles au-delà du modèle standard, parmi ces modèles on compte les théories de grande unification, la technicouleur, la supersymétrie avec violation de la R-parité et le modèle composite.

- Les théories de Grande Unification (GUTs) telle que le modèle de Pati-Salam $SU(4)$, $SU(5)$, $SO(10)$ et E_6 prévoient l'unification à haute énergie des interactions électrofaible et forte où les leptons et les quarks apparaissent généralement dans un même multiplet : des bosons doivent permettre les transitions lepton-quark à l'intérieur d'un multiplet et violer la conservation des nombres quantiques des fermions. Ces bosons peuvent donc être des leptoquarks [9, 12].
- Dans les modèles de technicouleur, toutes les particules scalaires sont des états liés de paires fermion-antifermion. On introduit de nouveaux doublets et singlets électrofaibles qui sont des multiplets d'une interaction de jauge non abélienne appelée technicouleur. Ces modèles signifient qu'il y aura des "technifermions leptoquark" composés d'un techniquarks et d'un anti-technilepton [12].
- La R-parité dans les modèles supersymétriques est une symétrie discrète définie par $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$. Elle est introduite dans la théorie pour impliquer la conservation du nombre quantique R_p (R-parité), de sorte que $R_p = +1$ pour les particules ordinaires et $R_p = -1$ pour les s-particules [13]. Dans les modèles où R_p est violée, un s-quark peut se coupler à une paire électron-quark en autorisant l'existence de leptoquarks.

- Les leptoquarks sont prédits fréquemment dans les modèles composites (ou modèles de sous-structure). Dans ces modèles, les leptons et les quarks, sont supposés être des états liés de particules plus fondamentales, les préons [12]. Si un préon possède les nombres quantiques L et B , la transition lepton-quark peut avoir lieu par l'échange d'un leptoquark [9].

À partir de ces différents modèles, les leptoquarks peuvent être définis comme des bosons triplets du groupe $SU(3)_c$, et ils sont caractérisés par des nombres quantiques comme le spin J , qui prend les valeurs 0 concernant à la forme scalaire des leptoquarks ou 1 pour la forme vectorielle, la troisième composante d'isospin faible $T_3 = \{0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1\}$ et une charge électrique fractionnaire $Q_{em} = \{-\frac{4}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{5}{3}\}$. Ils possèdent aussi un nombre fermionique $F = 3B + L = 0$ ou 2, avec $B = \pm\frac{1}{3}$ et $L = \pm 1$, où les leptoquark ayant $F = 2$ se couplent aux paires lq et ceux avec $F = 0$ se couplent aux paires $l\bar{q}$ [14].

Dans le cas où les nombres quantiques L et B sont violés simultanément, les LQ seraient les médiateurs de la désintégration rapide du proton et les processus à courant neutre [15], avec une limite inférieure très forte sur la masse des LQ. La réaction de désintégration du proton la plus commune est la suivante : $p \rightarrow e^+ \pi^0$ [9]. (Un exemple est donné sur figure 2.1). En effet, les LQ pourraient se coupler bien à des paires lq qu'à des paires qq [16].

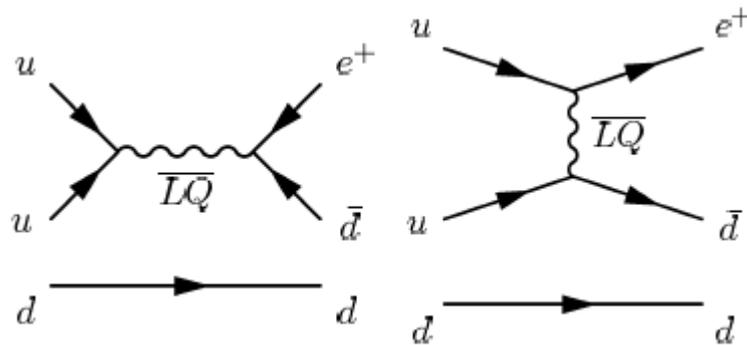


Figure 2.1 : Diagrammes de Feynman de la désintégration du proton par échange d'un leptoquark.

Les leptoquarks ne se couplent qu'à des paires lq dans les modèles où ces nombres sont conservés et la limite inférieure sur leur masse sera beaucoup plus faible, et donc accessible auprès des collisionneurs actuels. On s'intéressera donc plutôt à ces derniers cas [9, 16].

2.2. Interaction et propriétés des leptoquarks scalaires

Il existe des couplages boson-lepton-quark renormalisables [12] conservant les nombres leptoniques et baryoniques pour les interactions des leptoquarks scalaires et vectoriels, qui sont généralement décrites par un Lagrangien effectif proposé par Buchmüller, Rückl et Wyler (BRW), invariant par les transformations du groupe de jauge du MS : $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [17], ce Lagrangien s'exprime comme suit :

$$L = L_S + L_V \quad (2.1)$$

où :

$$L_S = \{(\lambda_{LS_0} \bar{q}_L^c i \tau_2 l_L + \lambda_{RS_0} \bar{u}_R^c e_R) S_0^\dagger + \lambda_{R\tilde{S}_0} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_0^\dagger + (\lambda_{LS_{1/2}} \bar{u}_R l_L + \lambda_{RS_{1/2}} \bar{q}_L i \tau_2 e_R) S_{1/2}^\dagger + \lambda_{L\tilde{S}_{1/2}} \bar{d}_R l_L \tilde{S}_{1/2}^\dagger + \lambda_{LS_1} \bar{q}_L^c i \tau_2 \boldsymbol{\tau} l_L \cdot \mathbf{S}_1^\dagger\} + h. c. \quad (2.2)$$

et

$$L_V = \{(\lambda_{LV_0} \bar{q}_L \gamma_\mu l_L + \lambda_{RV_0} \bar{d}_R \gamma_\mu e_R) V_0^{\mu\dagger} + \lambda_{R\tilde{V}_0} \bar{u}_R \gamma_\mu e_R \tilde{V}_0^{\mu\dagger} + (\lambda_{LV_{1/2}} \bar{d}_R^c \gamma_\mu l_L + \lambda_{RV_{1/2}} \bar{q}_L^c \gamma_\mu e_R) V_{1/2}^{\mu\dagger} + \lambda_{L\tilde{V}_{1/2}} \bar{u}_R^c \gamma_\mu l_L \tilde{V}_{1/2}^{\mu\dagger} + \lambda_{LV_1} \bar{q}_L \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} l_L \cdot \mathbf{V}_1^{\mu\dagger}\} + h. c. \quad (2.3)$$

avec L_S et L_V sont les lagrangiens scalaire et vectoriel donnés dans la référence [12], où [17] :

- τ_i sont les matrices de Pauli.
- q_l et l_l les doublets gauches de $SU(2)_L$ de quarks et de leptons, et e_R , d_R , u_R les singulets droits de quarks et de leptons sous le groupe $SU(2)_L$.
- c est l'exposant des champs conjugués.
- L et R sont respectivement la chiralité gauche et droites des fermions.
- S et V désignent respectivement les leptoquarks scalaires et vectoriels.
- les λ sont les constantes de couplage de Yukawa [16], (voir figure 2.2).

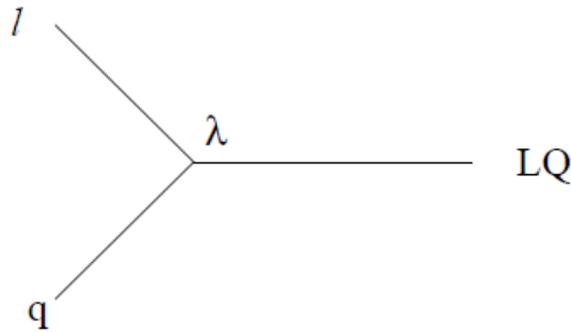


Figure 2.2 : Couplage de Yukawa lepton-quark.

Les leptoquarks scalaire et leurs caractéristiques sont résumés dans le tableau 2.1 :

LQ_s	Contribution des quarks du proton au Lagrangien	F	T_3	Q_{em}	couplages
S_{0L}	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	2	0	$-\frac{1}{3}$	$\lambda_L(e_L^- u), -\lambda_L(\nu_e d)$
S_{0R}	$e_R^- \otimes u_R$	2	0	$-\frac{1}{3}$	$\lambda_R(e_R^- u)$
\tilde{S}_{0R}	$e_R^- \otimes d_R$	2	0	$-\frac{4}{3}$	$\lambda_R(e_R^- d)$
$S_{\frac{1}{2}L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \bar{u}_L$	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{5}{3}$	$\lambda_L(e_L^- \bar{u})$
			$+\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	$\lambda_L(\nu_e \bar{u})$
$S_{\frac{1}{2}R}$	$e_R^- \begin{pmatrix} \bar{d} \\ \bar{u} \end{pmatrix}_R$	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{5}{3}$	$\lambda_R(e_R^- \bar{u})$
			$+\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	$-\lambda_R(e_R^- \bar{d})$
$\tilde{S}_{\frac{1}{2}L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \bar{d}_L$	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{2}{3}$	$\lambda_L(e_L^- \bar{d})$
			$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$\lambda_L(\nu_e \bar{d})$
S_{1L}	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	2	-1	$-\frac{4}{3}$	$-\sqrt{2}\lambda_L(e_L^- d)$
			0	$-\frac{1}{3}$	$-\lambda_L(e_L^- u), -\lambda_L(\nu_e d)$
			+1	$+\frac{2}{3}$	$\sqrt{2}\lambda_L(\nu_e u)$

Tableau 2.1 : Classification des leptoquarks scalaires, leurs nombres quantiques et les couplages possibles avec les quarks et leptons de première génération [18].

On fait intervenir λ_L ou λ_R selon la chiralité gauche ou droite des quarks et des leptons. Tout comme la masse du leptoquarks, sa valeur est indéterminée. On le renormalise souvent au couplage QED α_{em} par [16] :

$$\frac{\lambda^2}{4\pi} = K\alpha_{em}$$

avec K , un nombre réel.

Il existe des conditions de base que les leptoquarks doivent respecter afin d'éviter les limites indirectes les plus sévères [19] :

- Les leptoquarks se couplent diagonalement, uniquement aux quarks et leptons de même génération de sorte qu'il n'y a pas de couplages intergénérationnels et donc pas de changements de saveur par courant neutre (FCNC). Cette condition supprime les contributions directes des leptoquarks aux désintégrations rares des mésons, par exemple $\pi^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ ou $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ [20], un exemple de diagramme y contribuant est donné dans la figure 2.3 [16].
- Les couplages de leptoquarks sont purement chiraux [20], soit se couplent aux leptons de chiralité gauche ou bien aux leptons de chiralité droite.

ainsi le modèle minimal qui répond le mieux à ces contraintes est celui de Buchmüller, Rückl et Wyler (BRW) avec la constante couplage de Yukawa λ [20]. (Voir le Lagrangien ci-dessus).

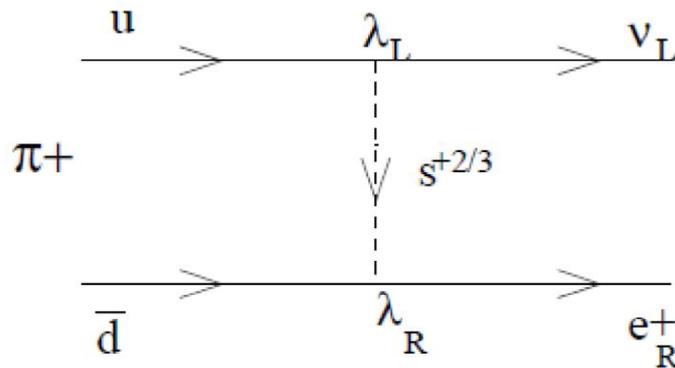


Figure 2.3 : Désintégration de $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ par échange d'un leptoquark.

2.3. Leptoquarks dans les collisionneurs actuels

Les leptoquarks étaient et restent l'un des enjeux de recherche de plusieurs collisionneurs de particules, à savoir, HERA (ep), Tevatron ($p\bar{p}$) et LHC (pp). Cependant, aucune observation directe de production de leptoquarks n'a été confirmée à ce jour. À moins d'une confirmation

de leur existence, nous sommes par ailleurs en mesure de fixer des limites précises sur leur masse et leur couplage [19]. Pour cela on distingue deux modes de productions aux collisionneurs hadroniques : production en paires ($LQ\bar{L}Q$) et production indirecte (effet indirect).

2.3.1. Production en paires

Les collisionneurs hadroniques sont des accélérateurs de particules privilégiés pour étudier les leptoquarks car ils sont caractérisés par une grande énergie dans le centre de masse (14 TeV) et une luminosité élevée [19]. Dans les collisions proton-proton (pp) au LHC, les LQ sont majoritairement produit en paires, via la fusion gluon-gluon et l'annihilation quark-antiquark dans le canal s [21], qui est dominée par l'interaction forte et largement insensible au couplage de Yukawa λ au vertex d'un $LQ - l - q$ [22]. Les diagrammes de Feynman dominants à l'ordre le plus bas de la théorie perturbative (LO) pour la production de paires au LHC sont montrés sur la figure 2.4 [23].

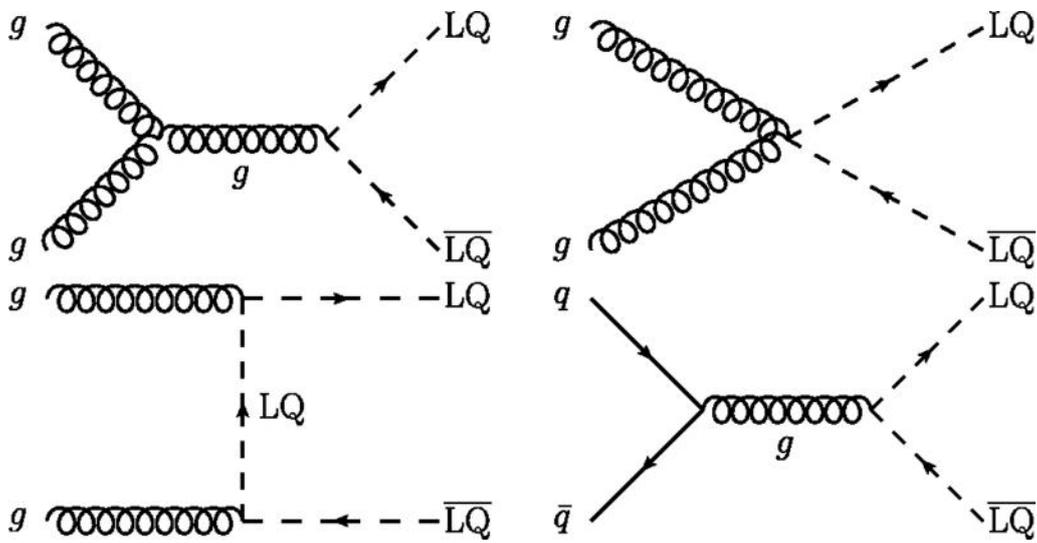


Figure 2.4 : Diagrammes (LO) de Feynman dominants pour la production de paires LQ par la fusion gluon-gluon et l'annihilation quark-antiquark.

2.3.2. Effet indirect

Si les leptoquarks sont trop massifs pour être produits directement au LHC, ils peuvent cependant être détectés à travers leurs effets indirects via des processus virtuels. L'idée est de rechercher des déviations par rapport au modèle standard dans les processus à courant neutre (NC). Les diagrammes de Feynman (MS et LQ) contribuant à ces processus sont illustrés sur la figure 2.5 [24].

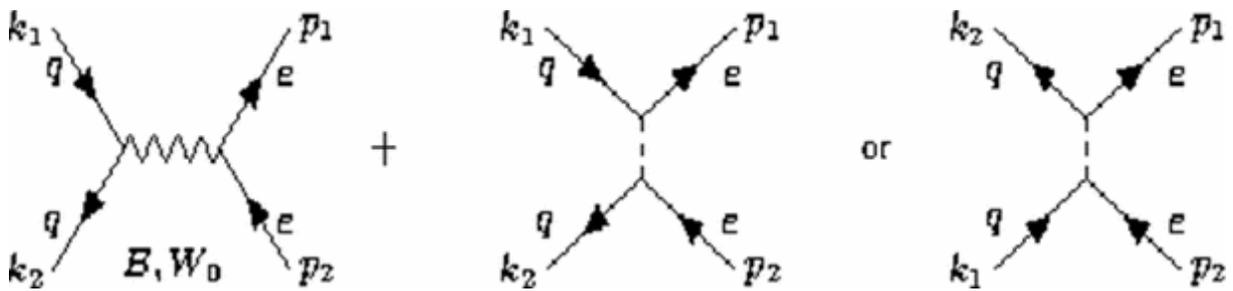


Figure 2.5 : Diagrammes de Feynman MS et leptoquark du processus $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ au collisionneur pp dans la limite de la négligence de m_Z . Le canal t et le diagramme central pour le nombre de fermion $F = 0$ de leptoquarks (les doublets $SU(2)$), le dernier diagramme est le canal u pour le nombre de fermion $F = 2$ de leptoquarks (les triplets et singlets $SU(2)$). Les impulsions k entrent dans le graphe et les impulsions p en sortent.

Ici q désigne quark (antiquark) suivant que la flèche est entrante ou sortante dans le vertex. C'est pareil pour e .

L'avantage principal de ces processus, c'est qu'ils permettent de sonder la présence des leptoquarks même si leurs masses dépassent la limite cinématique du collisionneur LHC. Dans ce cas, les leptoquarks induiront des interactions de contact entre les quatre fermions impliqués dans le processus de Drell-yan [24].

Chapitre 3. Leptoquarks et analyse d'ATLAS

Le LHC est sensible à la nouvelle physique au-delà de sa portée cinématique, ce qui pourrait, par exemple, se matérialiser sous forme d'événements supplémentaires à haute énergie. Un tel plateau à une énergie élevée dans le centre de masse est généralement paramétré par une "interaction de contact" à quatre fermions avec un coefficient $\pm 4\pi/\Lambda^2$ et les résultats expérimentaux sont cités comme des bornes inférieures sur Λ^1 . Ces interactions peuvent se produire si les particules du modèle standard sont composites ou si de nouvelles particules lourdes sont échangées. Le lagrangien effectif le plus général qui paramétrise les interactions de contact $eeqq$ est donné dans les notations introduites par Eichten, Lane et Peskin [25].

$$L_{eff} = \sum_{ij} \eta_{ij} \frac{4\pi}{\Lambda_{ij}^2} (\bar{q}_i \gamma_\mu q_i) (\bar{e}_j \gamma^\mu e_j) \quad (3.1)$$

avec :

i, j : chiralités gauches et droites de leptons et quarks.

γ_μ : matrice de Dirac.

3.1. Echange d'un Leptoquark en canal t

Nous allons considérer le processus partonique $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$, et supposer que la Nouvelle Physique (NP) modifiant le comportement à haute énergie est un leptoquark scalaire de première génération² conservant le nombre leptonique L et baronique B . Dans la notation de Buchmüller, Rückl et Wyler [17], ceux-ci peuvent être ajoutés au lagrangien MS comme :

$$\begin{aligned} L_S = & \{ (\lambda_{LS_0} \bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + \lambda_{RS_0} \bar{u}_R^c e_R) S_0^\dagger + \lambda_{R\tilde{S}_0} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_0^\dagger \\ & + (\lambda_{LS_{1/2}} \bar{u}_R l_L + \lambda_{RS_{1/2}} \bar{q}_L i\tau_2 e_R) S_{1/2}^\dagger \\ & + \lambda_{L\tilde{S}_{1/2}} \bar{d}_R l_L \tilde{S}_{1/2}^\dagger + \lambda_{LS_1} \bar{q}_L^c i\tau_2 \boldsymbol{\tau} l_L \cdot \mathbf{S}_1^\dagger \} + h. c. \end{aligned} \quad (3.2)$$

¹. est l'échelle d'interaction de contact, qui dans le contexte des modèles composites, est l'échelle d'énergie en dessous de laquelle les constituants du fermion sont liés.

². qui génèrent une interaction entre leptons et quarks de première génération (e, e, u, d).

Les effets indirects générés par l'échange virtuel des leptoquarks est d'une grande importance pour déterminer la nature et les propriétés de ces particules. Dans la présente partie, nous allons montrer l'effet que génère un leptoquark scalaire, échangé en canal t/u dans le processus $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$, dit de Drell-Yan [26]. Le tableau (3.1) résume tous les opérateurs induit par les interactions de contact après avoir effectué la transformation standard de Fierz [27], qui transforme les amplitudes du processus de Drell-Yan du canal t/u en canal standard s , où uniquement les termes de structures (*courant vecteur leptonique*) \times (*courant vecteur de quark*) seront générés pour les leptoquarks portant des chiralités gauches et droites.

F	Interaction	Vertex � 4-fermion	Transformation de Fierz	$\frac{1}{\hat{s}}(Y_e Y_q g'^2 + T_e T_q g^2)$
2	$\lambda_{RS_0} \bar{u}_R^c e_R S_0^\dagger$ $\lambda_{LS_0} \bar{q}_L^c i\tau_2 l_L S_0^\dagger$	$\frac{\lambda_R^2}{m_0^2} (\bar{u}_R^c e_R) (\bar{e}_R u_R^c)$ $\frac{\lambda_L^2}{m_0^2} (\bar{q}_L^c i\tau_2 l_L) (\bar{l}_L i\tau_2 q_L^c)$	$\frac{\lambda_R^2}{2m_0^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_R u) (\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$ $\frac{\lambda_L^2}{2m_0^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_L u) (\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$-\frac{2}{3\hat{s}} g'^2$ $-\frac{1}{\hat{s}} \left(\frac{g'^2}{12} + \frac{g^2}{4}\right)$
2	$\lambda_{RS_0} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_0^\dagger$	$\frac{\lambda_R^2}{\tilde{m}_0^2} (\bar{d}_R^c e_R) (\bar{e}_R d_R^c)$	$\frac{\lambda_R^2}{2\tilde{m}_0^2} (\bar{d}\gamma^\mu P_R d) (\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$	$\frac{1}{3\hat{s}} g'^2$
0	$\lambda_{LS_{1/2}} \bar{u}_R l_L S_{1/2}^\dagger$ $\lambda_{RS_{1/2}} \bar{q}_L i\tau_2 e_R S_{1/2}^\dagger$	$\frac{\lambda_L^2}{m_{1/2}^2} (\bar{u}_R l_L) (\bar{l}_L u_R)$ $\frac{\lambda_R^2}{m_{1/2}^2} (\bar{q}_L e_R) (\bar{e}_R q_L)$	$-\frac{\lambda_L^2}{2m_{1/2}^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_R u) (\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$ $-\frac{\lambda_R^2}{2m_{1/2}^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_L u) (\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$ $-\frac{\lambda_R^2}{2m_{1/2}^2} (\bar{d}\gamma^\mu P_L d) (\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$	$-\frac{1}{3\hat{s}} g'^2$ $-\frac{1}{6\hat{s}} g'^2$ $-\frac{1}{6\hat{s}} g'^2$
0	$\lambda_{LS_{1/2}} \bar{d}_R l_L \tilde{S}_{1/2}^\dagger$	$\frac{\lambda_L^2}{\tilde{m}_{1/2}^2} (\bar{d}_R l_L) (\bar{l}_L d_R)$	$-\frac{\lambda_L^2}{2\tilde{m}_{1/2}^2} (\bar{d}\gamma^\mu P_R d) (\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$\frac{1}{6\hat{s}} g'^2$
2	$\lambda_{LS_1} \bar{q}_L^c i\tau_2 \bar{\tau}_L \tilde{S}_1^\dagger$	$\frac{\lambda_L^2}{m_1^2} (\bar{q}_L^c i\tau_2 \tau_L) (\bar{l}_L i\tau_2 \tau q_L^c)$	$\frac{\lambda_L^2}{2m_1^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_L u) (\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$ $\frac{\lambda_L^2}{m_1^2} (\bar{d}\gamma^\mu P_L d) (\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$-\frac{1}{\hat{s}} \left(\frac{g'^2}{12} + \frac{g^2}{4}\right)$ $-\frac{1}{\hat{s}} \left(\frac{g'^2}{12} - \frac{g^2}{4}\right)$

Tableau 3.1 : Opérateur de contact entre quark et lepton de 1^{re} génération . La dernière colonne est le propagateur du modèle standard ($\sqrt{\hat{s}} \gg m_Z$).

La dernière colonne du tableau représente le propagateur du modèle standard pour différentes chiralités de leptons et quarks.   haute énergie (i.e. au-delà de la masse de production de m_Z) et tenant compte des chiralités, le propagateur du modèle standard est donné par :

$$iP_{SM} = (Y_{eY}Y_{qX}g'^2 + T_{eY}T_{qX}g^2)\frac{1}{\hat{s}} \quad (3.3)$$

ainsi le propagateur des diagrammes de Feynman (à l'ordre le plus bas de la théorie perturbative) contribuant aux processus $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ est donné par :

$$iP = (Y_{eY}Y_{qX}g'^2 + T_{eY}T_{qX}g^2)\frac{1}{\hat{s}} - (-1)^{\frac{F}{2}}\frac{\lambda_i^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{t})} \quad (3.4)$$

Rappelons que l'hypercharge et les nombres quantique des fermions du MS sont donnés par [5] :

$$Y_{eL} = -\frac{1}{2}, Y_{eR} = -1, Y_{qL} = \frac{1}{6}, Y_{uR} = \frac{2}{3}, Y_{dR} = -\frac{1}{3}, T_{eL} = T_{dL} = -\frac{1}{2}, T_{uL} = \frac{1}{2}$$

On appelle F le nombre fermionique associé au leptoquark et $\hat{t} = \hat{t}$ pour $F = 0$ et $\hat{t} = \hat{u}$ pour $F = 2$. Il est commode d'écrire l'élément de matrice $M(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-)$ comme une contraction spinorielle \mathcal{S}_{XY} multipliée par un propagateur P_{XY} , avec X et Y correspondent respectivement aux chiralités des quarks et leptons tel que $XX \in \{RR, LL\}$ et $XY \in \{RL, LR\}$.

La densité spinorielle correspondant à l'échange de leptoquark S_0 i.e $\mathcal{S}_{XX} = (\bar{u}\gamma^\mu P_R u)(\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$ s'écrit comme suit (voir appendice A) :

$$\overline{|\mathcal{S}_{XX}|^2} = \frac{\hat{u}^2}{3}, \quad \hat{u} = -2p_2 \cdot k_1 \quad (3.5)$$

ainsi pour d'autres leptoquarks impliquant les deux chiralités gauche L et droite R , la densité spinorielle est donné par :

$$\overline{|\mathcal{S}_{XY}|^2} = \frac{\hat{t}^2}{3}, \quad \hat{t} = -2p_1 \cdot k_1 \quad (3.6)$$

La barre désigne que les quantités sont moyennées sur les couleurs et spins incidents. k et p représentent respectivement les impulsions entrantes et sortantes des particules impliquées dans le processus de Drell-Yan.

La section efficace partonique du processus $\bar{q}(k_2)q(k_1) \rightarrow \bar{e}(p_2)e(p_1)$ est donnée par [26] :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\overline{|\mathcal{M}|^2}}{16\pi\hat{s}^2} = \frac{\overline{|\mathcal{S}|^2}|P|^2}{16\pi\hat{s}^2} \quad (3.7)$$

Il est évident de l'expression (3.4) que, selon la valeur de $F = 0$, le leptoquark peut contribuer avec un signe positif ou négatif à l'amplitude P , et pour un F donné, le signe de terme d'interférence (MS+LQ) est déterminé par le signe du propagateur du MS. En utilisant les équations (3.7 et 3.3), on peut estimer la contribution du MS à la section efficace partonique ;

$$\frac{d\hat{\sigma}_{SM}}{d\hat{t}} = \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^4} [g^4 T_e^2 (T_u^2 + T_d^2) + g'^4 (Y_{eL}^2 + Y_{eR}^2)(Y_{uL}^2 + Y_{uR}^2 + Y_{dL}^2 + Y_{dR}^2)] \quad (3.8)$$

La section efficace totale sera inversement proportionnelle à \hat{s} (voir appendice B),

$$\hat{\sigma}_{SM} \sim \frac{1}{\hat{s}} \quad (3.9)$$

où $g = 3e^2$, et $g' = \frac{g}{2}$.

Au LHC, l'échange d'un leptoquark dans la voie t/u peut modifier les prédictions du modèle standard à haute énergie. La section efficace différentielle de l'échange de leptoquark et son interférence avec le MS peut s'écrire :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s})}{d\hat{t}} = \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left(\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}(m^2 - \hat{t})} + \frac{\lambda^4}{4(m^2 - \hat{t})^2} \right) \quad (3.10)$$

"A", est le coefficient qui caractérise l'interférence de chaque type de leptoquark avec le modèle standard. m est la masse de LQ.

Après intégration sur la variable de Mandelstam \hat{t}/\hat{u} la section efficace de l'échange de leptoquark s'écrit (voir appendice C) :

$$\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s}) = \frac{1}{48\pi\hat{s}^2} \left[\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}^2} \left(-m^2\hat{s} + \frac{\hat{s}^2}{2} + m^4 \ln \left(1 + \frac{\hat{s}}{m^2} \right) \right) + \frac{\lambda^4}{4} \left(\hat{s} - 2m^2 \ln \left(1 + \frac{\hat{s}}{m^2} \right) - \frac{m^4}{m^2 + \hat{s}} + m^2 \right) \right] \quad (3.11)$$

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s}) + \hat{\sigma}_{SM}(\hat{s}) \quad (3.12)$$

3.2. Leptoquarks dans la limite de l'interaction de contact

Le Lagrangien effectif qui paramétrise les LQ_s dans l'approximation d'interaction de contact $eeqq$ est donné par :

$$L_{eff} = \alpha \frac{\lambda^2}{m_{LQ}^2} (\bar{q}\gamma_\mu q)(\bar{e}\gamma^\mu e) \quad (3.13)$$

Les α sont les coefficients devant $\frac{\lambda^2}{m_{LQ}^2}$ dans la troisième colonne du tableau (3.1), soit $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1)$.

ainsi, il est instructif de considérer les amplitudes dans la limite de très grande masse $m_{LQ} \gg \sqrt{\hat{s}}$, dans cette limite les leptoquarks peuvent être interprété comme des termes de contact *quark-lepton*. Le propagateur de l'équation (3.4), se réduit à :

$$iP^{CI} = (Y_Y^e Y_X^q g'^2 + T_Y^e T_X^q g^2) \frac{1}{\hat{s}} - (-1)^{\frac{F}{2}} \frac{\lambda^2}{2m_{LQ}^2} \quad (3.14)$$

La dernière équation est valable pour les différents types de leptoquarks scalaires cités dans le tableau (3.1).

La collaboration expérimentale ATLAS³ [28] a cherché des interactions de contact dans le canal de Drell-Yan ($\bar{q}q\bar{e}e$) ayant la forme :

$$L_{ATLAS} = \eta_{LL} \frac{4\pi}{\Lambda^2} \sum_q (\bar{q}\gamma^\mu P_L q)(\bar{e}\gamma_\mu P_L e) \quad (3.15)$$

$$= \eta_{LL} \frac{4\pi}{\Lambda^2} [(\bar{d}\gamma^\mu P_L d)(\bar{e}\gamma_\mu P_L e) + (\bar{u}\gamma^\mu P_L u)(\bar{e}\gamma_\mu P_L e)] \quad (3.16)$$

avec une luminosité de $5fb^{-1}$ au LHC. $\eta_{LL} = +/-1$ correspond respectivement à une interférence constructive/destructive avec le modèle standard, i.e. avec l'échange des bosons de jauge Z/γ . L'analyse de données d'ATLAS montre une borne $\Lambda \geq 11.75 TeV$ pour une interférence constructive et $\Lambda \geq 9.3 TeV$ pour une interférence destructive. On souhaite traduire ces bornes sur des Leptoquarks échangés en canal t/u , et pour y faire, nous devons au

³. ATLAS (**A** **T**oroïdal **L**HC **A**pparatu**S**) est la plus grande expérience de détection de particule à usage général et qui mesure les particules produites lors des collisions proton-proton au LHC.

préalable voir si l'analyse d'ATLAS est adéquate pour les différents opérateurs contact générés par les LQ scalaires. Ceci peut être estimé en calculant le rapport :

$$R^{XY} = \frac{2f_q f_{\bar{q}} |SM| \times |CI|}{f_q f_{\bar{q}} |CI|^2} \quad (3.17)$$

$$= \frac{4m_{LQ}^2}{\lambda^2 \hat{s}} (Y_Y^e Y_X^q g'^2 + T_Y^e T_X^q g^2) \quad (3.18)$$

Pour comparer aux différents leptoquarks, supposons une pondération simpliste des fonctions de distribution des partons (*pdfs*) dans le proton, de sorte que :

$$f_u = 2f_d \text{ et } f_{\bar{u}} = f_{\bar{d}}$$

Le but de cette approximation est de permettre d'estimer analytiquement la taille relative de l'interférence $SM \times NP$, par rapport au terme de la nouvelle physique $|NP|^2$, et pour cela, nous résumons les différents opérateurs de contact avec leurs rapports dans le tableau 3.2. (Voir appendice D).

Il résulte du rapport R obtenu, que le singlet \tilde{S}_{0R}^\dagger et les doublets $S_{\frac{1}{2}L}^\dagger$ et $S_{\frac{1}{2}R}^\dagger$, sont du même ordre de grandeur que celui obtenu pour l'opérateur ATLAS et ces derniers contribuent positivement à l'interférence avec le modèle standard, donc ils peuvent être contraints avec l'analyse constructive d'ATLAS. Le doublet $\tilde{S}_{\frac{1}{2}L}^\dagger$ contribue négativement à l'interférence avec le modèle standard, donc il sera contraint avec l'analyse destructive d'ATLAS. En particulier, nous proposons d'étudier le singlet \tilde{S}_{0R}^\dagger avec l'analyse constructive, et le doublet $\tilde{S}_{\frac{1}{2}L}^\dagger$ avec l'analyse destructive. Par conséquent, on peut comparer, au niveau partonique, les contributions de la nouvelle physique (échange de leptoquark) à la section efficace totale σ .

Opérateur	Interaction	R
<i>ATLAS</i>	$\pm \frac{\lambda^2}{2m^2} [(\bar{u}\gamma^\mu P_L u) + (\bar{d}\gamma^\mu P_L d)](\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$+, -\frac{1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
S_{0R}^\dagger	$\frac{\lambda_R^2}{2m_0^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_R u)(\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$	$-\frac{2}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
S_{0L}^\dagger	$\frac{\lambda_L^2}{2m_0^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_L u)(\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$-\frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
\tilde{S}_{0R}^\dagger	$\frac{\lambda_R^2}{2\tilde{m}_0^2} (\bar{d}\gamma^\mu P_R d)(\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$	$+\frac{1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
$S_{\frac{1}{2}L}^\dagger$	$-\frac{\lambda_L^2}{2m_{\frac{1}{2}}^2} (\bar{u}\gamma^\mu P_R u)(\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$+\frac{1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
$S_{\frac{1}{2}R}^\dagger$	$-\frac{\lambda_R^2}{2m_{\frac{1}{2}}^2} [(\bar{u}\gamma^\mu P_L u) + (\bar{d}\gamma^\mu P_L d)](\bar{e}\gamma_\mu P_R e)$	$+\frac{1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
$\tilde{S}_{\frac{1}{2}L}^\dagger$	$-\frac{\lambda_L^2}{2\tilde{m}_{\frac{1}{2}}^2} (\bar{d}\gamma^\mu P_R d)(\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	$-\frac{1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}}$
\tilde{S}_{1L}^\dagger	$\frac{\lambda_L^2}{2m_1^2} [(\bar{u}\gamma^\mu P_L u) + 2(\bar{d}\gamma^\mu P_L d)](\bar{e}\gamma_\mu P_L e)$	0

Tableau 3.2 : Taille relative de l'interférence $SM \times NP$, par rapport au terme de la nouvelle physique $|NP|^2$ pour tous les opérateurs de contact induits par l'opérateur d'ATLAS et chaque type de leptokuark.

En utilisant l'équation (3.10) et les définitions ((3.5), (3.6), (3.7)), la section efficace trouvée, due au terme de contact, est :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{CI+SM}}{d\hat{t}} = \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left(\frac{A\lambda^2}{2m^2\hat{s}} + \frac{\lambda^4}{4m^4} \right) \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{CI+SM}(\hat{s}) &= \int_0^{\hat{s}} \frac{d\hat{\sigma}_{CI+SM}}{d\hat{t}} \\ &= \frac{\hat{s}}{3 \times 48\pi} \left(\frac{A\lambda^2}{2m^2\hat{s}} + \frac{\lambda^4}{4m^4} \right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

On doit identifier à chaque fois le coefficient d'interférence A , pour chaque type de leptoquark qui interfère avec l'échange de Z/γ , soit (voir appendice E) :

$$A_{S_{0R}} = \frac{-g^2}{6} \text{ et } A_{S_{1/2}^L} = \frac{g^2}{12},$$

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \hat{\sigma}_{CI+SM}(\hat{s}) + \hat{\sigma}_{SM}(\hat{s}) \quad (3.21)$$

Les sections efficaces trouvées pour l'interaction de contact et l'échange de LQ en canal t/u , sont tracées sur la figure 3.1.

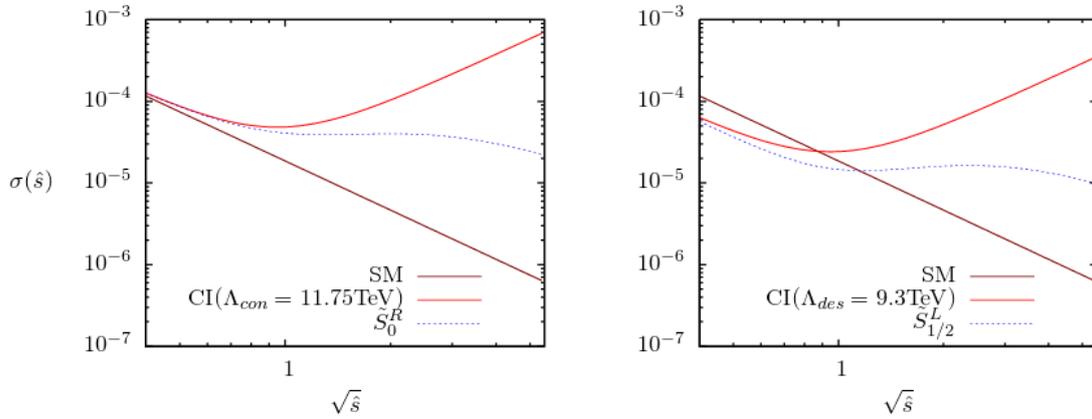


Figure 3.1 : Section efficace d'interaction de contact et de l'échange de LQ en canal t/u dans le processus partonique $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$. Le rapport λ/m dans l'CI est fixée à 0.4 TeV^{-1} pour une interférence constructive (figure à gauche), et à 0.5 TeV^{-1} pour une interférence destructive (figure à droite). Pour l'échange de LQ en canal t/u , la masse est prise $m_{LQ} = 2 \text{ TeV}$ avec un couplage $\lambda = 1$.

On remarque que l'interférence (constructive/destructive) par rapport au modèle standard est visible à petit s , et dans les deux cas la section efficace due au propagateur de LQ décroît en $1/\sqrt{\hat{s}}$ comme attendu. Les deux analyses, montrent que l'échange de leptoquark en canal t/u est en bon accord avec l'interaction de contact dans la région où $m_{LQ} \gg \sqrt{\hat{s}}$. En outre, les sections efficaces (LQ, et CI) mettent des plateaux sur la section efficace insignifiante du modèle standard à haute énergie, donc tout excès d'événements dans cette région peut être interprété comme signature d'une nouvelle physique (échange de leptoquarks). Si nous interprétons les événements enregistrés par ATLAS dans le dernier bin ($\sim \sqrt{\hat{s}} = 1.2 - 1.8 \text{ TeV}$) comme effet d'une nouvelle physique, il serait alors possible de mettre, dans une étude plus poussée, des limites supérieures sur le couplage et la masse des LQ aux alentours de $\sqrt{\hat{s}} \sim 1.8 \text{ TeV}$.

Conclusion Générale

Nous avons mené, une étude sur l'existence d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, provenant de l'échange en canal t/u des Leptoquarks scalaires de première génération dans le canal $(q\bar{q}e^+e^-)$, qui peut être sensible aux leptoquarks au-delà de la portée de masse de la production de paires au LHC.

L'idée de base était de comparer, d'une part, les sections efficaces au niveau partonique (propagation de LQ en canal t/u avec l'échange des bosons du MS). D'autre part, on voulait savoir si on peut traduire l'échange de LQ par l'interaction de contact d'ATLAS, en faisant, une estimation analytique sur la taille relative de l'interférence de la nouvelle physique (opérateurs de contact induits par les LQ_S et l'opérateur d'ATLAS) avec le MS par rapport au terme de la nouvelle physique pure $|NP|^2$.

Les résultats de cette étude indiquent que le processus de Drell-Yan est sensible aux leptoquarks massives inaccessibles par production directe. On a montré que pour des grandes masses supérieures à \sqrt{s} (énergie disponible dans le centre de masse), l'échange de leptoquarks en canal t/u peut-être décrit par les interactions de contact. En effet, nous avons déterminé lesquels des leptoquarks scalaires peuvent être contraints par l'opérateur de contact d'ATLAS.

Cependant, on a constaté que la taille de l'interférence de certains types de LQ_S avec le MS est plus importante que le cas analysé par ATLAS, ceci présente l'une des principales difficultés pour traduire les limites expérimentales sur tous Leptoquarks scalaires considérés.

Appendice

A. Densité spinorielle d'échange de leptoquark

La densité spinorielle correspondant à l'échange de LQ (S_0). Montrons que cette densité s'écrit comme suit :

$$|\overline{\mathcal{S}_{RR}}|^2 = \frac{\hat{u}^2}{3} \quad (\text{A. 1})$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{RR} &= (\bar{u}\gamma^\mu P_R u)(\bar{e}\gamma_\mu P_R e) \\ &= [\bar{v}^j(k_2)\gamma_\mu P_R u^i(k_1)][v(p_2)\gamma^\mu P_R \bar{u}(p_1)] \end{aligned} \quad (\text{A. 2})$$

$$\hat{u} = -2p_2 \cdot k_1 = -2p_1 \cdot k_2 \quad (\text{A. 3})$$

où :

i, j : indices de couleurs des quarks et antiquarks.

k, p : impulsions entrantes et sortantes respectivement dans le graphe.

P_R : opérateur de projection de chiralité droite, où $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$.

u, \bar{u}, v et \bar{v} : spineurs de Dirac.

Nous devons faire la somme des spins des particules finales et la moyenne des spins et couleurs des particules initiales [29] :

$$|\mathcal{S}_{RR}|^2 \rightarrow \overline{|\mathcal{S}_{RR}|^2} = \underbrace{\left(\frac{1}{2}\right)^2}_{\substack{\text{moyenne sur} \\ \text{spins initiaux}}} \sum_{\substack{\text{spins} \\ \text{spins initiaux}}} \overbrace{\sum_{\text{spins}}^{\text{somme sur spins finals}}} \underbrace{\left(\frac{1}{3}\right)^2}_{\substack{\text{moyenne sur} \\ \text{couleurs initiales}}} \sum_{\text{couleurs}} |\mathcal{S}_{RR}|^2 \quad (\text{A. 4})$$

Les facteurs de $\left(\frac{1}{2}\right)^2$ et $\left(\frac{1}{3}\right)^2$ s'expliquent par le fait que nous disposons respectivement de deux spins et couleurs initial, dont nous devons faire la moyenne.

On veut d'abord calculer $|\mathcal{S}_{RR}|^2 = \mathcal{S}\mathcal{S}^*$, où \mathcal{S}^* est l'adjoint de la matrice \mathcal{S} .

Dans le calcul de $|\mathcal{S}_{RR}|^2$, on a besoin de l'identité suivante :

$$[\bar{v}^j \gamma_\mu P_R u^i]^* = [v^{j\dagger} \gamma_0 \gamma_\mu^\dagger \gamma_0 P_R u^i]^\dagger = [\bar{u}^j \bar{P}_R \gamma_\nu v^i] \quad (\text{A. 5})$$

alors :

$$|\mathcal{S}_{RR}|^2 = ([\bar{v}^j(k_2) \gamma_\mu P_R u^i(k_1)][\bar{u}^j(k_1) \bar{P}_R \gamma_\nu v^i(k_2)]) \times ([v(p_2) \gamma^\mu P_R \bar{u}(p_1)][u(p_1) \bar{P}_R \gamma^\nu \bar{v}(p_2)]) \quad (\text{A. 6})$$

Puisque $\bar{P}_R = P_R$, on a :

$$|\mathcal{S}_{RR}|^2 = ([\bar{v}^j(k_2) \gamma_\mu P_R u^i(k_1)][\bar{u}^j(k_1) \gamma_\nu P_R v^i(k_2)]) \times ([v(p_2) \gamma^\mu P_R \bar{u}(p_1)][u(p_1) \gamma^\nu P_R \bar{v}(p_2)]) \quad (\text{A. 7})$$

donc :

$$\overline{|\mathcal{S}_{RR}|^2} = \frac{1}{4} \sum_{spins} \frac{1}{9} \sum_{couleurs} ([\bar{v}^j(k_2) \gamma_\mu P_R u^i(k_1)][\bar{u}^j(k_1) \gamma_\nu P_R v^i(k_2)]) \times ([v(p_2) \gamma^\mu P_R \bar{u}(p_1)][u(p_1) \gamma^\nu P_R \bar{v}(p_2)]) \quad (\text{A. 8})$$

Rappelons que :

$$\begin{aligned} \sum_{spins} \sum_{couleurs} u^i(k_1) \bar{u}^j(k_1) &= (\not{k}_1 + m) \delta^{ij} \\ \sum_{spins} \sum_{couleurs} \bar{v}^j(k_2) v^i(k_2) &= (\not{k}_2 - m) \delta^{ji} \\ \sum_{spins} \bar{u}(p_1) u(p_1) &= (\not{p}_1 + m) \\ \sum_{spins} v(p_2) \bar{v}(p_2) &= (\not{p}_2 - m) \end{aligned}$$

et

$$\sum_{couleurs} \delta^{ij} \delta^{ji} = 3$$

δ^{ij} : delta de Kronecker.

On définit le slash de Feynman : $\not{p} = p_\mu \gamma^\mu$, pour le quadri-impulsion p_μ et la matrice de Dirac γ^μ . Les masses des particules sont négligeables devant leur énergie cinétique, on peut donc s'en passer dans les calculs suivants :

$$\overline{|\mathcal{S}_{RR}|^2} = 3 \frac{1}{4} \frac{1}{9} \text{Tr}[\not{k}_2 \gamma_\mu P_R \not{k}_1 \gamma_\nu P_R] \times \text{Tr}[\not{p}_2 \gamma^\mu P_R \not{p}_1 \gamma^\nu P_R] \quad (\text{A. 9})$$

Comme $P_R^2 = P_R$, alors :

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{S}_{RR}}|^2 &= \frac{1}{12} \text{Tr}[k_2^\rho k_1^\sigma \gamma_\rho \gamma_\mu P_R \gamma_\sigma \gamma_\nu] \times \text{Tr}[p_{2\lambda} p_{1\theta} \gamma^\lambda \gamma^\mu P_R \gamma^\theta \gamma^\nu] \\
&= \frac{1}{4} \times \frac{1}{12} \text{Tr}[k_2^\rho k_1^\sigma \gamma_\rho \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \gamma_\sigma \gamma_\nu] \times \text{Tr}[p_{2\lambda} p_{1\theta} \gamma^\lambda \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \gamma^\theta \gamma^\nu] \\
&= \frac{1}{4} \times \frac{1}{12} \{k_2^\rho k_1^\sigma (\text{Tr}[\gamma_\rho \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\nu] + \text{Tr}[\gamma_5 \gamma_\rho \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\nu])\} \\
&\quad \times \{p_{2\lambda} p_{1\theta} (\text{Tr}[\gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma^\theta \gamma^\nu] + \text{Tr}[\gamma^5 \gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma^\theta \gamma^\nu])\}
\end{aligned} \tag{A.10}$$

Les résultats sur les traces de matrices de Dirac sont [30] :

$$\begin{aligned}
\text{Tr}[\gamma_\rho \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\nu] &= 4[g_{\rho\mu} g_{\sigma\nu} - g_{\rho\sigma} g_{\mu\nu} + g_{\rho\nu} g_{\mu\sigma}] \\
\text{Tr}[\gamma_5 \gamma_\rho \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\nu] &= -4i\varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu}
\end{aligned}$$

$g_{\mu\nu}$: tenseur métrique.

$\varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu}$: tenseur de Levi-Civita à 4-dimensions.

À partir de ces résultats, on obtient :

$$\begin{aligned}
&\{k_2^\rho k_1^\sigma (\text{Tr}[\gamma_\rho \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\nu] + \text{Tr}[\gamma_5 \gamma_\rho \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\nu])\} \\
&= 4k_2^\rho k_1^\sigma [g_{\rho\mu} g_{\sigma\nu} - g_{\rho\sigma} g_{\mu\nu} + g_{\rho\nu} g_{\mu\sigma}] - 4ik_2^\rho k_1^\sigma \varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu} \\
&= 4(k_{2\mu} k_{1\nu} - k_2 \cdot k_1 g_{\mu\nu} + k_{2\nu} k_{1\mu} - ik_2^\rho k_1^\sigma \varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu})
\end{aligned} \tag{A.11}$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{S}_{RR}}|^2 &= \frac{1}{3} (k_{2\mu} k_{1\nu} - k_2 \cdot k_1 g_{\mu\nu} + k_{2\nu} k_{1\mu} - ik_2^\rho k_1^\sigma \varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu}) \\
&\quad \times (p_2^\mu p_1^\nu - p_2 \cdot p_1 g^{\mu\nu} + p_2^\nu p_1^\mu - ip_{1\lambda} p_{2\theta} \varepsilon^{\lambda\mu\theta\nu})
\end{aligned} \tag{A.12}$$

où les termes de la forme $k_2^\rho k_1^\sigma \varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu} p_2^\nu p_1^\mu$ disparaissent, car l'impulsion est conservée au niveau du vertex à quatre fermions $p_1^\mu = -p_2^\mu + k_1^\mu + k_2^\mu$, auquel cas le tenseur ε se contracte sur deux objets identiques (de même pour $k_2^\rho k_1^\sigma \varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu} g^{\mu\nu} = 0$). Nous avons également le résultat [30] :

$$\varepsilon_{\rho\mu\sigma\nu} \varepsilon^{\lambda\mu\theta\nu} = -2(\delta_\rho^\lambda \delta_\sigma^\theta - \delta_\sigma^\lambda \delta_\rho^\theta) \tag{A.13}$$

Ensuite, on utilise les relations suivantes :

$$(k_{2\mu}k_{1\nu})(p_2^\mu p_1^\nu) = (k_2 \cdot p_2)(k_1 \cdot p_1) \quad (\text{A.14})$$

$$(p_2^\mu p_1^\nu)g_{\mu\nu}(k_2 \cdot k_1) = (p_2 \cdot p_1)(k_2 \cdot k_1) \quad (\text{A.15})$$

$$-(p_2 \cdot p_1)(k_2 \cdot k_1)g_{\mu\nu}g^{\mu\nu} = -4(p_2 \cdot p_1)(k_2 \cdot k_1) \quad (\text{A.16})$$

donc :

$$\begin{aligned} \overline{|\mathcal{S}_{RR}|^2} &= \frac{1}{3} [2(k_2 \cdot p_2)(k_1 \cdot p_1) + 2(k_2 \cdot p_1)(k_1 \cdot p_2) + 4(p_2 \cdot p_1)(k_2 \cdot k_1) \\ &\quad - 4(p_2 \cdot p_1)(k_2 \cdot k_1) + 2k_2^\rho k_1^\sigma (\delta_\rho^\lambda \delta_\sigma^\theta - \delta_\sigma^\lambda \delta_\rho^\theta) p_{1\lambda} p_{2\theta}] \\ &= \frac{1}{3} [2(k_2 \cdot p_2)(k_1 \cdot p_1) + 2(k_2 \cdot p_1)(k_1 \cdot p_2) \\ &\quad + 2(k_2 \cdot p_1)(k_1 \cdot p_2) - 2(k_2 \cdot p_2)(k_1 \cdot p_1)] \\ &= \frac{1}{3} [4(k_2 \cdot p_1)(k_1 \cdot p_2)] \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

alors, la densité spinorielle correspondant à l'échange de S_{0R} est :

$$\overline{|\mathcal{S}_{RR}|^2} = \frac{\hat{u}^2}{3} \quad (\text{A.18})$$

B. Section efficace du MS

On fait un calcul en intégrant l'équation (3.8) par rapport à la variable \hat{t} ;

$$\hat{\sigma}_{SM}(\hat{s}) = \int_0^{\hat{s}} \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^4} [g^4 T_e^2 (T_u^2 + T_d^2) + g'^4 (Y_{eL}^2 + Y_{eR}^2)(Y_{uL}^2 + Y_{uR}^2 + Y_{dL}^2 + Y_{dR}^2)] d\hat{t} \quad (\text{B. 1})$$

$$\hat{\sigma}_{SM}(\hat{s}) = \frac{1}{144\pi\hat{s}} \quad (\text{B. 2})$$

On trouve que la section efficace totale sera inversement proportionnelle à \hat{s} :

$$\hat{\sigma}_{SM}(\hat{s}) \sim \frac{1}{\hat{s}} \quad (\text{B. 3})$$

C. Section efficace de l'échange de leptoquark

La section efficace différentielle de l'échange de leptoquark et son interférence avec le MS peut s'écrire :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s})}{d\hat{t}} = \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left(\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}(m^2 - \hat{t})} + \frac{\lambda^4}{4(m^2 - \hat{t})^2} \right) \quad (\text{C. 1})$$

On pose $q^2 = -\hat{t}$.

q^2 : transfert d'impulsion.

On aura alors :

$$d\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s}) = \frac{1}{48\pi\hat{s}^2} \int_0^{\hat{s}} dq^2 q^4 \left(\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}(m^2 + q^2)} + \frac{\lambda^4}{4(m^2 + q^2)^2} \right) \quad (\text{C. 2})$$

On définit $Y = m^2 + q^2$.

donc :

$$d\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s}) = \frac{1}{48\pi\hat{s}^2} \int_{m^2}^{m^2+\hat{s}} dY (Y^2 - 2m^2Y + m^4) \left(\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}Y} + \frac{\lambda^4}{4Y^2} \right) \quad (\text{C. 3})$$

où q^2 varie entre 0 et \hat{s} .

donc Y varie entre m^2 et $m^2 + \hat{s}$.

En intégrant séparément les deux termes de l'équation (C. 3) ;

On a d'abord le premier terme :

$$\begin{aligned} \int_{m^2}^{m^2+\hat{s}} dY (Y^2 - 2m^2Y + m^4) \frac{A\lambda^2}{2\hat{s}Y} &= \frac{A\lambda^2}{2\hat{s}} \int_{m^2}^{m^2+\hat{s}} dY \left(Y - 2m^2 + \frac{m^4}{Y} \right) \\ &= \frac{A\lambda^2}{2\hat{s}} \left[\frac{Y^2}{2} - 2m^2Y + m^4 \ln Y \right]_{m^2}^{m^2+\hat{s}} \\ &= \frac{A\lambda^2}{2\hat{s}} \left(-m^2\hat{s} + \frac{\hat{s}^2}{2} + m^4 \ln \left(1 + \frac{\hat{s}}{m^2} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{C. 4})$$

Ensuite, on a le deuxième terme :

$$\begin{aligned} \int_{m^2}^{m^2+\hat{s}} dY (Y^2 - 2m^2Y + m^4) \frac{\lambda^4}{4Y^2} &= \frac{\lambda^4}{4} \int_{m^2}^{m^2+\hat{s}} dY \left(1 - \frac{2m^2}{Y} + \frac{m^4}{Y^2} \right) \\ &= \frac{\lambda^4}{4} \left[Y - 2m^2 \ln Y - \frac{m^4}{Y} \right]_{m^2}^{m^2+\hat{s}} \\ &= \frac{\lambda^4}{4} \left(\hat{s} - 2m^2 \ln \left(1 + \frac{\hat{s}}{m^2} \right) - \frac{m^4}{m^2 + \hat{s}} + m^2 \right) \end{aligned} \quad (\text{C. 5})$$

En combinant les termes (C. 4) et (C. 5), la section efficace de l'échange de leptoquark s'écrit :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s}) = & \frac{1}{48\pi\hat{s}^2} \left[\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}^2} \left(-m^2\hat{s} + \frac{\hat{s}^2}{2} + m^4 \ln \left(1 + \frac{\hat{s}}{m^2} \right) \right) \right. \\ & \left. + \frac{\lambda^4}{4} \left(\hat{s} - 2m^2 \ln \left(1 + \frac{\hat{s}}{m^2} \right) - \frac{m^4}{m^2 + \hat{s}} + m^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{C. 6})$$

D. Calcul du rapport R

Le rapport R , nous permet selon son signe et sa taille de déterminer lesquels des LQ_S contribuent positivement/négativement à l'interférence avec le MS, c'est-à-dire ceux qui peuvent être étudiés avec l'analyse constructive (+) ou destructive (-) d'ATLAS.

$$\begin{aligned} R^{XY} &= \frac{2f_q f_{\bar{q}} |SM| \times |CI|}{f_q f_{\bar{q}} |CI|^2} \\ &= \frac{4m_{LQ}^2}{\lambda^2 \hat{s}} (Y_Y^e Y_X^q g'^2 + T_Y^e T_X^q g^2) \end{aligned} \quad (D.1)$$

Il faut prendre en compte pour chaque opérateur les *pdfs* simpliste dans le proton, c.-à-d. l'approximation $f_u = 2f_d$ pour les quarks, et $f_{\bar{u}} = f_{\bar{d}}$ pour les antiquarks. En outre, la relation entre les couplages faibles doivent être pris en considération ; $g' = \frac{g}{2}$.

D.1. Calcul du rapport induit par l'opérateur d'ATLAS

$$R = \frac{\left[f_u f_{\bar{u}} \frac{2}{\hat{s}} (Y_{eL} Y_{uL} g'^2 + T_{eL} T_{uL} g^2) + f_d f_{\bar{d}} \frac{2}{\hat{s}} (Y_{eL} Y_{dL} g'^2 + T_{eL} T_{dL} g^2) \right] \frac{\lambda^2}{2m_{LQ}^2}}{(f_u f_{\bar{u}} + f_d f_{\bar{d}}) \left(\frac{\lambda^2}{2m_{LQ}^2} \right)^2} \quad (D.1.1)$$

$$R = \frac{2}{\hat{s}} \frac{2m_{LQ}^2}{\lambda^2} \frac{\left[f_u f_{\bar{u}} \left(\frac{-1}{12} \times \frac{g^2}{4} - \frac{g^2}{4} \right) + \frac{1}{2} f_u f_{\bar{u}} \left(\frac{-1}{12} \times \frac{g^2}{4} + \frac{g^2}{4} \right) \right]}{f_u f_{\bar{u}} \left(1 + \frac{1}{2} \right)} \quad (D.1.2)$$

$$R = \frac{-1}{3} \frac{m_{LQ}^2}{\lambda^2 \hat{s}} \left(\frac{15}{12} \right)_{\sim 1} g^2 \quad (D.1.3)$$

$$R = \frac{-1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}} \quad (D.1.4)$$

$$R_{ATLAS} = \pm \frac{1}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}} \quad (D.1.5)$$

D.2. Calcul du rapport induit par l'opérateur S_{0R}^\dagger

$$\mathcal{R} = \frac{f_u f_{\bar{u}} \frac{2}{\hat{s}} (Y_{eR} Y_{uR} g'^2 + T_{eR} T_{uR} g^2) \frac{\lambda^2}{2m_{LQ}^2}}{f_u f_{\bar{u}} \left(\frac{\lambda^2}{2m_{LQ}^2} \right)^2} \quad (\text{D.2.1})$$

$$\mathcal{R} = \frac{2}{\hat{s}} \frac{2m_{LQ}^2}{\lambda^2} \left(\frac{-2}{3} \frac{g^2}{4} \right) \quad (\text{D.2.2})$$

$$\mathcal{R}_{S_{0R}^\dagger} = \frac{-2}{3} \frac{m_{LQ}^2 g^2}{\lambda^2 \hat{s}} \quad (\text{D.2.3})$$

E. Coefficient d'interférence

Le propagateur correspondant au diagrammes de Feynman contribuant aux processus $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$ est :

$$iP = (Y_{eY}Y_{qX}g'^2 + T_{eY}T_{qX}g^2) \frac{1}{\hat{s}} - (-1)^{\frac{F}{2}} \frac{\lambda_i^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{t})} \quad (\text{E. 1})$$

$$|iP|^2 = |SM|^2 + SM \times NP + |NP|^2 \quad (\text{E. 2})$$

E.1. Coefficient d'interférence pour S_{0R}

$$iP = \frac{-2g'^2}{3\hat{s}} + \frac{\lambda_{S_{0R}}^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{u})} \quad (\text{E. 1.1})$$

$$|iP|^2 = \underbrace{\frac{4g'^2}{9\hat{s}^2}}_{|SM|^2=0} + \underbrace{\frac{-2g'^2}{3\hat{s}} \frac{\lambda_{S_{0R}}^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{u})}}_{SM \times NP} + \underbrace{\frac{\lambda_{S_{0R}}^4}{4(m_{LQ}^2 - \hat{u})^2}}_{|NP|^2} \quad (\text{E. 1.2})$$

La section efficace partonique est :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{|\overline{\mathcal{S}_{RR}}|^2 |iP|^2}{16\pi\hat{s}^2} \quad (\text{E. 1.3})$$

avec $|\overline{\mathcal{S}_{RR}}|^2 = \frac{\hat{u}^2}{3}$.

donc :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{u}} = \frac{\hat{u}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left[\frac{-g'^2}{3\hat{s}} \times \frac{\lambda_{S_{0R}}^2}{(m_{LQ}^2 - \hat{u})} + \frac{\lambda_{S_{0R}}^4}{4(m_{LQ}^2 - \hat{u})^2} \right] \quad (\text{E. 1.4})$$

La section efficace différentielle de l'échange de leptoquark en canal u et son interférence avec le MS peut s'écrire :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s})}{d\hat{u}} = \frac{\hat{u}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left(\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}(m^2 - \hat{u})} + \frac{\lambda^4}{4(m^2 - \hat{u})^2} \right) \quad (\text{E. 1.5})$$

avec identification de l'équation (E.1.4) avec l'équation (E.1.5), on trouve :

$$\frac{A}{2} = \frac{-g'^2}{3} \quad (\text{E. 1.6})$$

alors :

$$A_{S_{0R}} = \frac{-g^2}{6} \quad (\text{E. 1.7})$$

E.2. Coefficient d'interférence pour $S_{\frac{1}{2}L}$

$$iP = \frac{-g'^2}{3\hat{s}} - \frac{\lambda_{S_{\frac{1}{2}L}}^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{t})} \quad (\text{E. 2.1})$$

$$|iP|^2 = \underbrace{\frac{g'^2}{9\hat{s}^2}}_{|SM|^2=0} + \underbrace{\frac{g'^2}{3\hat{s}} \frac{\lambda_{S_{\frac{1}{2}L}}^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{t})}}_{SM \times NP} + \underbrace{\frac{\lambda_{S_{\frac{1}{2}L}}^4}{4(m_{LQ}^2 - \hat{t})^2}}_{|NP|^2} \quad (\text{E. 2.2})$$

La section efficace partonique est :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{|\overline{\mathcal{S}_{RL}}|^2 |iP|^2}{16\pi\hat{s}^2} \quad (\text{E. 2.3})$$

avec $|\overline{\mathcal{S}_{RL}}|^2 = \frac{\hat{t}^2}{3}$.

donc :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left[\frac{g'^2}{3\hat{s}} \times \frac{\lambda_{S_{\frac{1}{2}L}}^2}{2(m_{LQ}^2 - \hat{t})} + \frac{\lambda_{S_{\frac{1}{2}L}}^4}{4(m_{LQ}^2 - \hat{t})^2} \right] \quad (\text{E. 2.4})$$

La section efficace différentielle de l'échange de leptoquark en canal t et son interférence avec le MS peut s'écrire :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{LQ+SM}(\hat{s})}{d\hat{t}} = \frac{\hat{t}^2}{48\pi\hat{s}^2} \left(\frac{A\lambda^2}{2\hat{s}(m^2 - \hat{t})} + \frac{\lambda^4}{4(m^2 - \hat{t})^2} \right) \quad (\text{E. 2.5})$$

avec identification de l'équation (E.2.4) avec l'équation (E.2.5), on trouve :

$$A = \frac{g'^2}{3} \quad (\text{E. 2.6})$$

alors :

$$A_{S_{\frac{1}{2}L}} = \frac{g^2}{12} \quad (\text{E. 2.7})$$

Bibliographie

- [1] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio, “Particles and Fundamental Interactions: An Introduction to Particle Physics”, Italie, Edited by Springer Dordrecht (2012) 498.
- [2] Benoît Clément, “Physique des particules : cours et exercices corrigés, introduction aux concepts et au formalisme du modèle standard”, Paris, Édité par Dunod (2013) 164.
- [3] Wikipedia, “Modèle standard de la physique des particules”, [[https://fr.m.wikipedia.org/wiki/Modèle standard de la physique des particules](https://fr.m.wikipedia.org/wiki/Modèle_standard_de_la_physique_des_particules)].
- [4] L. Cadamuro, “Search for Higgs Boson Pair Production in the $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ Decay Channel with the CMS detector at the LHC”, Suisse, Edited by Springer Cham (2018) 273.
- [5] L. Marleau, “Introduction à la physique des particules”, Département de physique, de génie physique et d’optique. Université Laval, Québec, Canada (2018) 413.
- [6] V.-P. Nair, “Concepts in particle physics: A concise introduction to the Standard Model”, Singapour ; Hackensack, NJ, Edited by World Scientific (2018) 328.
- [7] S. Brochet, “Recherche de physique au-delà du Modèle Standard dans le secteur du quark top et calibration de l’échelle en énergie des jets avec l’expérience CMS du LHC”, Physique des Hautes Energies - Expérience[hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, (2014).
- [8] A. Svyatkovskiy, “Measurement of the Drell-Yan differential cross section with the CMS detector at the LHC”, CERN-THESIS-2015-048.
- [9] A.-F. Barfuss, “Recherche de leptoquarks de première génération au sein de l’expérience D0 au Tevatron”, Physique des Hautes Energies - Expérience[hep-ex]. Université de la méditerranée - Aix-Marseille II, (2008).
- [10] Wikipedia, “Boson de Higgs”, [[https://fr.m.wikipedia.org/wiki/Boson de Higgs](https://fr.m.wikipedia.org/wiki/Boson_de_Higgs)].
- [11] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], “Search for pair production of first or second generation leptoquarks in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ using the ATLAS detector at the LHC”, Phys. Rev. D **83** (2011) 112006 [arXiv:1104.4481v2 [hep-ex]].
- [12] S. Davidson, D. Bailey, B.-A. Campbell, “Model independent constraints on leptoquarks from rare processes”, Z. Phys. C **61**, (1994) 613-644 [arXiv:hep-ph/9309310v1].

- [13] M. Kuze, Y. Sirois, “Search for Particles and Forces Beyond the Standard Model at HERA ep and Tevatron $p\bar{p}$ Colliders”, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **50**, (2003) 1-62; Erratum-ibid. **53**, (2004) 583-677 [arXiv:hep-ex/0211048v1].
- [14] H. Pirumov, “QCD Analysis of Neutral and Charged Current Cross Sections and Search for Contact Interactions at HERA”, DESY THESIS-2013-051.
- [15] A. Belyaev, et al, “Leptoquark single and pair production at LHC with CalcHEP/CompHEP in the complete model”, *JHEP* **0509** (2005) 005 [arXiv:hep-ph/0502067v1].
- [16] A. Cothenet, “Recherche de leptoquark scalaires de première génération auprès de D0”, *Physique des Hautes Energies - Expérience[hep-ex]*. Université de la méditerranée - Aix-Marseille II, (2004).
- [17] W. Buchmüller, R. Rückl, D. Wyler, “Leptoquarks in lepton-quark collisions”, *Phys. Lett. B* **191** (1987) 442 [Erratum-ibid. **B 448** (1999) 320].
- [18] V. Boudry, “Recherche de leptoquarks dans l’expérience H1 auprès du collisionneur $e-p$ HERA”, *High Energy Physics - Experiment [hep-ex]*. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, (1992).
- [19] B. Dion, “Production de leptoquarks et de bileptons dans des collisionneurs hadroniques : signaux et bruits”, Thèse de doctorat (1999).
- [20] N. Makovec, “Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur D0 au TeVatron”, *Physique des Hautes Energies - Expérience[hep-ex]*. Université Paris Sud - Paris XI, (2006).
- [21] A.M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], “Search for third-generation scalar leptoquarks decaying to a top quark and a τ lepton at $\sqrt{s} = 13 TeV$ ”, *EUR. Phys. J. C* **78** (2018) 707 [arXiv:1803.02864v2 [hep-ex]].
- [22] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], “Search for pair production of scalar leptoquarks decaying into first- or second-generation leptons and top quarks in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13 TeV$ with the ATLAS detector”, *EUR. Phys. J. C* **81** (2021) 313 [arXiv:2010.02098v2 [hep-ex]].

- [23] A.M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], “Constraints on models of scalar and vector leptoquarks decaying to a quark and a neutrino at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ”, Phys. Rev. D **98** (2018) 032005 [arXiv:1805.10228v2 [hep-ex]].
- [24] A. Bessaa, S. Davidson, “Constraints on t -channel leptoquark exchange from LHC contact interaction searches”, EUR. Phys. J. C **75** (2015) 97 [https://doi.org/ 10.1140/epjc/s10052-015-3313-0].
- [25] E.-J. Eichten, K.-D. Lane, M.-E. Peskin, “New tests for quark and lepton substructure” Phys. Rev. Lett **50** (1983) 811-814.
- [26] M. Perelstein, “Introduction to Collider Physics”, (2010) [arXiv:1002.0274v2 [hep-ph]].
- [27] V. D. Barger, R. J. N. Phillips, “Collider Physics”, Addition-Wesly Publishing Company (1997).
- [28] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], “Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector”, Phys. Rev. D **87** (2013) 015010 [arXiv:1211.1150 [hep-ex]].
- [29] Kresimir Kumericki, “Feynman Diagrams for Beginners”, (2016) [arXiv:1602.04182v1 [physics.ed-ph]].
- [30] Robert Mann, “An Introduction to Particle Physics and the Standard Model”, Boca Raton, FL, Edited by CRC Press (2010) 602.