



HAL
open science

Mesure de la production des photons isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s}=7$ Tev avec le détecteur ALICE

Alexis Mas

► **To cite this version:**

Alexis Mas. Mesure de la production des photons isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s}=7$ Tev avec le détecteur ALICE. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Ecole des Mines de Nantes, 2013. Français. NNT : 2013EMNA0121 . tel-00952893

HAL Id: tel-00952893

<https://theses.hal.science/tel-00952893>

Submitted on 27 Feb 2014

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

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

Thèse de Doctorat

Alexis MAS

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Nantes
sous le label de l'Université de Nantes Angers Le Mans

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Spécialité : Physique des particules

Unité de recherche : SUBATECH (UMR 6457)

Soutenu le 13 décembre 2013

École doctorale : Molécules, Matières et Matériaux en Pays de Loire

Thèse n° : 2013EMNA0121

Mesure de la production des photons isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec le détecteur ALICE

JURY

Rapporteurs : **M^{me} Susan GASCON-SHOTKIN**, Professeur, Université Claude Bernard, IPN de Lyon
M. Yuri KHARLOV, Senior researcher, Institute for High Energy Physics, Protvino

Examineurs : **M. Patrick AURENCHÉ**, Directeur de recherche CNRS, LAPTh, Annecy-le-Vieux
M. Bruno ESPAGNON, Professeur, Université Paris Sud, IPN d'Orsay
M. Lionel LUQUIN, Professeur, École des Mines de Nantes, SUBATECH, Nantes

Directeur de thèse : **M. Hugues DELAGRANGE**, Directeur de recherche CNRS, SUBATECH, Nantes

Co-directrice de thèse : **M^{me} Marie GERMAIN**, Chargée de recherche CNRS, SUBATECH, Nantes

en mémoire à Hugues

Remerciements

Je tiens avant tout à saluer la mémoire de Hugues Delagrangé qui fut un directeur de thèse disponible et avisé mais surtout une personne éminemment respectable pour ses grandes qualités humaines : patience, modestie, affabilité, générosité... Hugues restera toujours pour moi un exemple à suivre.

Marie Germain a été d'un soutien permanent durant ma thèse, elle n'a eu de cesse de me pousser à faire de mon mieux. Je la remercie pour le temps important qu'elle m'a consacré, ses remarques et ses conseils m'ont aidé à tous les stades de mes travaux.

Je remercie tout particulièrement les personnes ayant accepté de faire partie de mon jury et notamment les rapporteurs : Suzan Gascon-Shotkin et Yuri Kharlov qui ont toujours été très pertinents et constructifs dans leurs critiques. Je remercie également les examinateurs : Patrick Aurenche, Bruno Espagnon et Lionel Luquin.

J'ai au cours de ma thèse bénéficié d'une aide d'un nombre important de personnes notamment parmi les chercheurs du laboratoire SUBATECH où j'ai par ailleurs été très bien accueilli. Je tiens en premier lieu à remercier Alexandre Shabetai pour m'avoir fait profiter de son expertise inégalable en matière de « débogage ». Il m'a fait économiser un temps précieux sans jamais compter le sien. J'ai aussi beaucoup appris de mes échanges avec Marco Bregand qui portèrent notamment sur le calibrage en temps d'EMCal et sur la normalisation des données prises avec son déclencheur. Je dois louer ses nombreuses connaissances ainsi que son esprit pédagogue et constructif. Je remercie aussi Magali Estienne, Olga Driga, Adam Mateya, Laurent Apecetche, Matthieu Leneardt, Hamza Berrehrah, Diego Stocco, Philippe Pillot, Laure Massacrier, Gines Martinez et Guillaume Batigne qui m'ont chacun ponctuellement prêté main forte. Je remercie aussi Raphaëlle Ichou, qui m'a aidé par le biais de son mémoire. Bien entendu, j'ai aussi reçu l'aide de personnes extérieures au laboratoire parmi lesquels figurent notamment Gustavo Conesa Balbastre, Mauro Consentino, Martino Gagliardi, Constantin Loizides, Jiri Kral et Rachid Guernane.

Je tiens à saluer le travail des secrétaires de SUBATECH et de l'Ecole des Mines de Nantes en particulier Sandrine Bénac, Tanja Pierret, Stéphanie Jagot, Michelle Dauvé et Delphine Turlier. Enfin, je remercie également l'actuel et l'ancien directeur de SUBATECH à savoir Bernd Grambow et Jacques Martino pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je remercie Raphaël Tieulent et Jacob Lamblin pour avoir accepté de faire partie de mon comité de suivi de thèse.

Je remercie toutes les personnes impliquées dans l'organisation des différentes conférences auxquelles j'ai eu la chance de participer à savoir QGP France 2012, Hot Quarks 2012 et LHC France 2013, je pense notamment à Boris Hippolyte et à Raphaël Granier de Cassagnac. Ces conférences m'ont donné la chance de pouvoir exposer mes travaux devant des chercheurs aguerris, mais elles ont aussi été l'occasion de passer d'excellents moments en compagnie de Maxime Guilbaud, Nicolas Arbor, Alice Florent, Lizardo Valencia Palomo et bien d'autres.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes du laboratoire INFN à Catane qui m'ont accueilli à bras ouvert lors des trois semaines que j'ai passé là-bas à tester et à coller des photodiodes à avalanche et je remercie tout particulièrement Giuseppe pour m'avoir fait découvrir toutes les délices de cette île magnifique.

Je remercie également toutes les personnes ayant pris une part importante dans ma formation académique parmi lesquelles figurent entres autres : Thierry Gousset, Taklit Sami, Andrei Smilga, Guy Royer, François Sébille, Muriel Fallot, Virginia De La Mota, Benoît Revenu, Philippe Eudes, Arnaud Guertin, Joerg Aichelin, Klaus Werner et Pol-Bernard Gossiaux.

Je tiens aussi à remercier Jean-Pierre Cussonneau avec qui il a été facile et agréable de collaborer autour de différents modules pédagogiques à destination des étudiants ingénieurs de l'École des Mines de Nantes.

Au-delà des compétences et des savoirs, la réussite d'une thèse nécessite aussi d'être soutenu moralement. Pour cela je remercie en premier lieu Antoine Lardeux pour notre road trip mémorable à Porto-Rico, Diego Torres Machado pour les matchs de football partagés sur les terrains comme dans les bars et Anthony Onillon pour avoir chastement partagé ma chambre lors des JED au Mans. Ces trois la m'accompagnaient déjà en master à l'Université de Nantes et il est certain que les nombreuses pauses café partagées me manqueront.

Je remercie aussi les autres thésards et ancien thésards avec qui j'ai passé de très bons moments : Witold Borowski l'homme aux tee-shirts improbables, Rudy Marty l'optimiste intarissable, Lucía Gallego la vraie méditerranéenne, Javier Martín Blanco le maître zen, Mengliang Wang le faux timide, Lucile Ronflette la rieuse discrète, Maxime Le Calloch le gardien des mœurs, Jennifer Maller la Chef thésard, Guillaume Pronost le barmaid reconverti, Martin Rohrmoser le flegmatique, Charlotte Duchemin l'altruiste consciencieuse, Florian Gaté le baroudeur, Benjamin Guiot le questionneur fou, Benjamin Sintès le sage, Roland Katz le cerveau et Aurélien Perrier l'incorruptible.

Je remercie aussi pour leur soutien et leur amitié : Alban, Alice, Brice, Charley, Clara, Johanna, Loïc, Natacha, Nina et tout spécialement Aurélie pour ses mojitos et Cécile pour toutes ses qualités dont l'énumération complète serait aussi fastidieuse qu'onéreuse en terme de coût d'impression.

Enfin, je remercie mes parents pour leur soutien permanent mais aussi pour la confiance qu'ils m'ont montré tout au long de mes études.

Table des matières

Table des matières	iii
Introduction	1
1 Les photons directs dans les collisions de hadrons	5
1.1 Les photons directs et les photons prompts	5
1.1.1 Les photons directs	5
1.1.2 Les photons prompts	9
1.2 Intérêts de la mesure inclusive des photons directs	10
1.2.1 Une contrainte pour les PDF	10
1.2.2 Un test de la pQCD	12
1.3 Intérêts de la mesure de corrélations avec la production d'un photon direct . .	13
2 De l'isolement des photons	15
2.1 La mesure des photons directs : un challenge expérimental	15
2.2 l'isolement des photons	19
2.2.1 Différents critères d'isolement	19
2.2.2 Une sélection forte	21
2.2.3 Les prédictions théoriques	22
3 L'expérience ALICE au LHC	25
3.1 Le Large Hadron Collider	25
3.1.1 Bref historique	25
3.1.2 Le LHC, les expériences et leurs premiers résultats	27
3.1.3 Premier bilan du run 1 (2009-2013)	32
3.2 A Large Ion Collider Experiment	32
3.2.1 La collaboration	34
3.2.2 Les sous-détecteurs d'ALICE	35
3.2.3 Les premiers résultats	41
4 Le calorimètre électromagnétique EMCal	45
4.1 La calorimétrie électromagnétique	45
4.1.1 Interactions des photons et des électrons avec la matière	45
4.1.2 La mesure de l'énergie et de la position	48
4.2 Description d'EMCal	49
4.2.1 Ses caractéristiques	50
4.2.2 Son étalonnage	52

4.2.3	Sa précision	54
4.3	Performances d'EMCal	56
4.3.1	Identification des électrons	56
4.3.2	Mesure des jets	57
4.3.3	Séparation photons - π^0	57
5	Acquisition, reconstruction et contrôle qualité des données	59
5.1	Acquisition des données	59
5.1.1	Un système d'acquisition sur-mesure	59
5.1.2	Le déclencheur d'EMCal	60
5.2	Reconstruction des données	62
5.2.1	AliRoot	62
5.2.2	La reconstruction dans la partie centrale d'ALICE	63
5.3	Contrôles qualité des données	65
5.3.1	Évaluation de la qualité des prises de données dans ALICE	65
5.3.2	Évaluation de la qualité des prises de données avec EMCal	66
5.3.3	Recherche des canaux défectueux de EMCal	69
5.4	Sélection des données	74
6	Mesure des spectres bruts de photons prompts isolés	77
6.1	Stratégie d'analyse	77
6.1.1	Objectif	77
6.1.2	Les différentes sélections	78
6.1.3	L'optimisation des coupures	78
6.2	Les simulations Monte-Carlo	79
6.2.1	Modélisations du signal et du bruit de fond	79
6.2.2	Exploitation des résultats	80
6.3	Sélection des évènements et des agrégats	82
6.3.1	Sélection des évènements	82
6.3.2	Sélection des agrégats	82
6.4	Identification des photons	86
6.4.1	Rejet d'agrégats provenant de particules chargées	86
6.4.2	Sélection basée sur la forme de l'agrégat	88
6.5	Isolement des photons	90
6.5.1	Choix la famille de critère d'isolement et implémentation	90
6.5.2	Détermination de R et p_T^{seuil}	91
6.6	Bilan des sélections et résultats	96
7	Détermination des sections efficaces de photons prompts isolés	99
7.1	Correction des spectres de photons prompts isolés	99
7.1.1	Détermination de la pureté	100
7.1.2	Détermination de ϵ	110
7.1.3	Détermination de \mathcal{C}	113
7.1.4	Résultats	115
7.2	Détermination de la section efficace de production de photons prompts isolés	116
7.2.1	Détermination de la luminosité intégrée	116
7.2.2	Détermination de l'efficacité du déclencheur	119
7.2.3	Résultats	120

8	Evaluation des incertitudes	123
8.1	Erreurs statistiques	123
8.1.1	Erreurs statistiques non corrélées	123
8.1.2	Erreurs statistiques corrélées	126
8.2	Erreurs systématiques	127
8.2.1	Erreurs systématiques non corrélées	127
8.2.2	Erreurs systématiques corrélées	130
8.3	Bilan et perspectives	134
8.3.1	Bilan	134
8.3.2	Perspectives	134
9	Comparaisons et discussion des résultats	137
9.1	Comparaison avec les prédictions théoriques	137
9.1.1	Le calcul avec JETPHOX	137
9.1.2	La correction des prédictions avec Pythia	138
9.1.3	Comparaison et discussion	139
9.2	Comparaison avec les résultats d'ATLAS et de CMS	141
9.3	Bilan et perspectives	142
	Conclusion	145
A	Histogrammes de contrôle pour EMCAL	149
	Bibliographie	155
	Table des figures	163
	Liste des tableaux	171

Introduction

La matière nucléaire

L'existence d'un petit nombre d'éléments fondamentaux présents au cœur de toutes choses matérielles, aussi complexes soient-elles, est longtemps restée une hypothèse d'ordre philosophique dont les premières traces remontent à la Grèce antique (Anaximandre, Empédocle, Démocrite...). Il aura finalement fallu attendre plus de deux millénaires et la découverte des atomes (dont Mendeleïev établit une classification dès 1869) pour que cette conjecture se matérialise en un fait scientifiquement établi.

Mais le supposé caractère élémentaire des atomes a rapidement volé en éclats avec les découvertes successives du noyau (Rutherford, 1911), des protons (Rutherford, 1919) et neutrons (Chadwick¹, 1932) et enfin des quarks qui y sont confinés. Ces derniers ont été indirectement observés en 1968 lors d'expériences de collisions électron-proton au SLAC² [1] où des diffusions dites « profondément inélastiques » n'ont pu être interprétées que par le recul d'une particule plus petite présente au sein même du proton [2]. Cette découverte suivie de celle du J/ψ en 1974³ [3] (cf. FIG. 1) confirma la théorie des quarks formalisées notamment par Gell-Mann⁴.

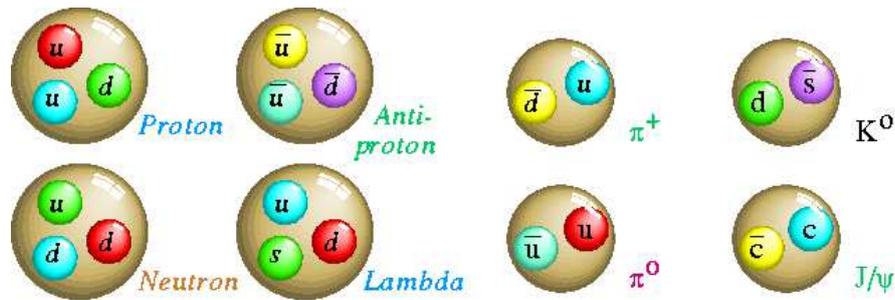


FIG. 1– Quatre baryons (à gauche) et quatre mésons (à droite) représentant de la matière hadronique (constituées de quarks)

Finalement, le Modèle standard qui s'est imposé comme étant la théorie permettant de décrire les interactions entre particules, inclut 6 saveurs de quarks (u , d , s , c , b et t), 3 familles de leptons (e , μ et τ) et leur neutrino associé (ν_e , ν_μ et ν_τ) ainsi que 5 bosons : le photon

1. qui reçut pour cette découverte le prix Nobel en 1935
2. *Stanford Linear Accelerator Center*
3. qui permirent à Richter et Ting de recevoir le prix Nobel de 1976
4. qui lui valut le prix Nobel de 1969

qui est le vecteur de l'interaction électromagnétique, les bosons W et Z sont quant à eux les médiateurs de l'interaction faible et le gluon transmet l'interaction forte (la gravité n'étant pas incluse dans la description offerte par le Modèle standard), le cinquième boson étant celui de Higgs-Englert-Brout qui confère une masse à certaines particules. En s'assemblant, les 6 saveurs de quarks peuvent former toute la diversité des hadrons. La FIG. 1 dresse une liste non exhaustive de ces hadrons qui peuvent être classés en deux catégories : les baryons formés de 3 quarks de valence dont font partie les protons et les neutrons, et la famille des mésons (paire quark/antiquark) représentée entre autres par les pions.

La chromodynamique quantique

La cohésion des hadrons ainsi que celle du noyau atomique est assurée par l'interaction forte décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Cette théorie qui fait partie intégrante du Modèle standard rend compte des interactions entre les quarks via l'introduction de charges de couleur (rouge, verte et bleue) véhiculées par les gluons qui ont la particularité d'être eux-même « colorés ». Cette analogie de la synthèse des couleurs reflète une loi de conservation : chaque hadron doit être blanc. Un corolaire étant que les quarks et les gluons ne peuvent pas exister à l'état libre. Ce phénomène de confinement, dont la dérivation à partir du lagrangien de la théorie reste un problème irrésolu, peut néanmoins s'expliquer ainsi : lorsque l'on sépare une paire quark/antiquark, le champ de gluon qui la lie engendre une force de rappel qui reste constante quelque soit la distance de séparation. Ainsi, l'énergie de liaison pourrait devenir arbitrairement grande s'il ne devenait pas plus énergétiquement favorable de créer une nouvelle paire. Au final, au lieu de casser la paire quark/antiquark on en crée une nouvelle rendant impossible tout état non-lié de quarks.

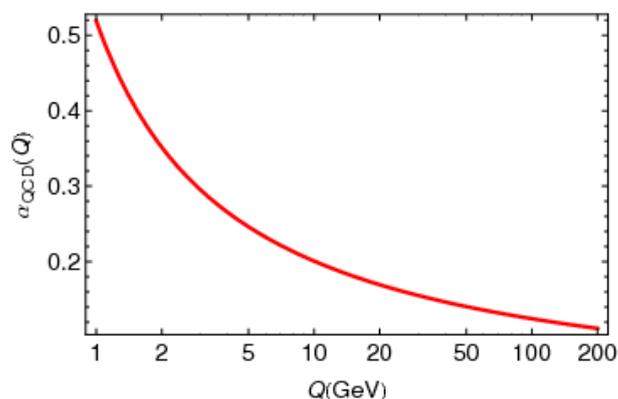


FIG. 2– Constante de couplage de l'interaction forte α_{QCD} en fonction de l'échelle d'énergie Q .

Un autre aspect singulier de la QCD, illustré FIG. 2, réside dans la forte variation de sa « constante » de couplage α_{QCD} (liée à l'intensité de l'interaction) en fonction de l'échelle d'énergie de l'interaction Q . Plus cette énergie est grande, plus la constante de couplage devient faible. Ce phénomène, appelé la liberté asymptotique qui fut prédit par Gross, Politzer et Wilczek⁵ [4], entraîne que les partons (quarks et gluons) bien que confinés dans les hadrons se comportent comme s'ils étaient libres lorsqu'ils interagissent à des grandes énergies. Dans ce régime (où $\alpha_{QCD} \ll 1$), il est possible de procéder à un développement en théorie des

5. qui reçurent le prix Nobel 2004 pour leurs travaux

perturbations de la QCD appelé **pQCD**. La pQCD permet alors de déterminer analytiquement la section efficace des processus énergétiques ($Q \gtrsim 3$ GeV) dits « durs » ayant lieu lors de collisions entre hadrons (protons par exemple) en calculant les sections efficaces partoniques correspondantes pondérées par des fonctions de structure décrivant la composition des hadrons mis en jeu. Nous détaillerons dans le premier chapitre ce formalisme dans lequel s'inscrit la production des **photons directs**.

Les collisions de hadrons au LHC

Les collisions de hadrons ont donné lieu à de nombreuses découvertes dont les plus notables sont celles des bosons W et Z au Sp \bar{p} S par les expériences UA1 et UA2 [5] qui furent récompensées par un prix Nobel en 1984⁶ ainsi que la découverte en 2012, par les expériences ATLAS et CMS, d'une particule s'apparentant au boson de Higgs [6, 7] lors de **collisions proton-proton** (p-p). Cette dernière découverte, qui permet à Higgs et Englert d'obtenir le prix Nobel 2013, semble parachever le triomphe du Modèle standard comme théorie et celui des collisions hadroniques comme moyen d'étudier la matière nucléaire. En effet, sans la construction d'accélérateurs de plus en plus puissants à l'instar du **LHC** qui a délivré les dites collisions, une telle découverte n'aurait tout simplement pas été possible. Le chapitre 3 sera consacré à cet accélérateur hors normes et aux différentes expériences qui lui sont associées en mettant un accent particulier sur **ALICE** l'expérience dans laquelle ce travail de thèse s'inscrit.

Les découvertes aux LHC ne devraient pas s'arrêter là, car, quand bien même toutes les particules du Modèle standard auraient été découvertes (il reste à confirmer que le nouveau boson est bel et bien le Higgs prévu par cette théorie), c'est en fait toute une « nouvelle physique » que traquent désormais la majorité des physiciens du CERN. De multiples arguments théoriques laissent à penser que c'est à très haute énergie que les premiers signes de cette physique au-delà du Modèle standard, devraient apparaître. Ainsi, les énergies inédites des collisions *p-p* délivrées par le LHC⁷ est, dans cette quête, un atout de poids. Mais l'étude de ces collisions permet aussi de tester et d'améliorer nos connaissances de la pQCD dans des domaines auparavant difficilement accessibles (notamment à petite fraction d'impulsion). En effet, la mesure des particules créées lors de ces collisions et notamment celle des photons prompts (non issus de la décroissance de hadrons) permet de contraindre certains éléments de cette théorie. Les fonctions décrivant la structure des hadrons (fonctions de distribution partonique) peuvent ainsi être contraintes par la mesure des photons directs ou plus précisément par la mesure des **photons prompts isolés** qui, comme nous le verrons chapitre 2, constituent l'observable physique qui s'en approche le plus. Les fonctions régissant la fragmentation des partons (fonctions de fragmentation) peuvent, quant à elles, être contraintes par l'étude de la gerbe de particules (appelé jet) qui en est issue et dans laquelle peuvent apparaître des photons dits de fragmentation. Enfin, le LHC n'est pas seulement un accélérateur de protons, il a aussi été conçu pour pouvoir fonctionner avec toutes sortes d'ions, des plus légers aux plus lourds. Avec les premières collisions entre ions de plomb réalisées en décembre 2010⁸, il est aussi devenu le plus puissant collisionneur d'ions lourds. ALICE est l'expérience principale dédiée à

6. ce prix Nobel récompensa en même temps une technique de refroidissement stochastique introduite par Van der Meer qui est toujours utilisée aujourd'hui (notamment au LHC)

7. $\sqrt{s} = 8$ TeV a déjà été atteint en 2012 et $\sqrt{s} \approx 14$ TeV devraient l'être aux alentours de 2015

8. ces collisions possédaient $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV (énergie au centre de masse par paire de nucléons)

l'étude de ces collisions particulièrement énergétiques⁹ qui, semble-t-il, donne naissance à un nouvel état de la matière.

ALICE et la mesure des photons

ALICE a été conçue avec pour objectif prioritaire l'étude minutieuse des collisions $Pb-Pb$ où le nombre de nucléons impliqués (deux fois 207) permet d'atteindre une densité d'énergie extrême qui pourrait donner lieu à la création d'un plasma de quarks et gluons (QGP). Le mécanisme de liberté asymptotique couplé à un phénomène d'écrantage de couleurs (analogue à l'écrantage de Debye en électrostatique) permettrait aux quarks et aux gluons de se mouvoir librement et de ne plus être confinés dans les hadrons. Cette phase n'existerait que l'espace d'un fugace instant mais ce milieu très dense, où règne l'interaction forte, devrait laisser son empreinte en affectant la production de la plupart des particules créées dans ces collisions à l'exception des sondes électromagnétiques dures (provenant directement d'un processus dur) que sont les photons directs, les bosons W et Z . ALICE a déjà permis de mettre en avant des effets attribuables à la création du QGP [8–10] grâce notamment à ses sous-détecteurs performants permettant des mesures précises même dans l'environnement de très grande multiplicité qui résulte de ces collisions d'ions lourds. Parmi ces sous-détecteurs, le **calorimètre électromagnétique EMCAL** sera décrit lors du chapitre 4. Ce calorimètre permet notamment de mesurer les photons dans un domaine en impulsion compris entre ~ 100 MeV/ c et 100 GeV/ c .

ALICE dispose par ailleurs d'un système d'acquisition polyvalent lui permettant aussi d'étudier les collisions $p-p$. Le chapitre 5 mettra en avant l'ensemble des systèmes et des procédures permettant d'enregistrer et de reconstruire les données ainsi que d'en garantir la qualité. Celles-ci seront exploitées lors des chapitres 6 à 8 qui traiteront de la mesure des photons prompts isolés produits dans les collisions $p-p$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Il y sera question entre autres du choix des coupures d'analyse, de la détermination du critère d'isolement, de l'obtention du spectre corrigé et de l'établissement de la section efficace sans oublier la détermination des incertitudes qui leurs sont associées. Finalement le chapitre 9 sera l'occasion de comparer ces résultats aux prédictions théoriques ainsi qu'à ceux obtenus par d'autres expériences. Nous concluons enfin sur les améliorations possibles de cette première mesure des photons prompts isolés dans ALICE et nous nous pencherons sur les perspectives qu'ouvre celle-ci.

9. bien que ATLAS et CMS possèdent aussi des programmes de recherche basées sur l'étude de ces collisions, ces deux expériences sont principalement consacrées à l'analyse des collisions proton proton

Chapitre 1

Les photons directs dans les collisions de hadrons

Dans ce chapitre nous expliciterons les mécanismes amenant à la production de photons directs lors des collisions de hadrons ainsi que le formalisme dans lequel celle-ci s'inscrit. Nous verrons pourquoi la mesure inclusive de ces photons lors des collisions proton proton au LHC permettrait d'affiner notre connaissance de la structure des hadrons en même temps qu'elle apporterait un test aux prédictions de la pQCD. Nous mettrons enfin en avant les intérêts des photons directs dans le cadre de mesures de corrélations et cela notamment dans la perspective de l'étude du plasma de quarks et de gluons qui est l'objectif principal d'ALICE.

1.1 Les photons directs et les photons prompts

1.1.1 Les photons directs

Au-delà d'une énergie au centre de masse¹ de $\sqrt{s} \sim 2,5$ GeV [11], la section efficace totale de collisions proton-proton est dominée par les collisions inélastiques. Aux grandes énergies atteintes au LHC (jusqu'à $\sqrt{s} = 8$ TeV), la section efficace inélastique correspond aux 3/4 de la section efficace totale comme l'illustre la FIG. 1.1. Les particules issues de ces collisions sont produites par des processus dits « durs » et d'autres dits « mous » en analogie avec le monde macroscopique où une collision entre deux objets peu déformables entraînera généralement un grand transfert d'impulsion (au contraire de deux objets mous). A l'origine des particules de grande impulsion transverse², les processus durs sont ainsi des interactions dans lesquelles une grande impulsion est échangée ($Q^2 > 1$ GeV). Ces interactions énergétiques ayant lieu lors de collisions de hadrons peuvent être vues comme le résultat d'une interaction entre partons. Ces processus durs, dominés par les processus $2 \rightarrow 2$, sont notamment à l'origine de la création des photons dits directs qui constituent l'objet de cette thèse. La production de ces photons se fait majoritairement via les processus d'annihilation et Compton dont les diagrammes sont présentés FIG. 1.2. Ces diagrammes correspondent à la production de photons directs à l'ordre dominant (LO) c'est-à-dire qu'ils viennent des premiers termes du développement perturbatif de la QCD. Il existe d'autres diagrammes, correspondant à des termes d'ordres supérieurs (NLO, NNLO...) et donc plus rares, amenant aussi à la création de photons directs. Enfin soulignons que de manière générale, les processus durs amenant à la production de photons sont peu fréquents en comparaison à des processus du type $q + q \rightarrow q + q$, $q + \bar{q} \rightarrow g + g$,

1. L'énergie au centre de masse \sqrt{s} est un invariant relativiste qui, dans le référentiel où la somme de leur impulsion est nulle, correspond à l'énergie totale des particules participant à la réaction. Dans le cas d'une collision p-p où les protons possèdent une énergie E_1 et E_2 , l'énergie au centre de masse est $\sqrt{s} = E_1 + E_2$ en mode collisionneur ($E_1 = E_2$) et $\sqrt{s} = \sqrt{2E_1 m_p c^2}$ avec m_p la masse du proton lorsque nous avons affaire à une expérience sur cible fixe.

2. L'impulsion transverse est la norme de l'impulsion de la particule projetée sur le plan transverse à l'axe du faisceau (usuellement défini comme l'axe z) soit $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$

$g + q \rightarrow g + q$. Cette rareté est imputable à l'intervention dans ces diagrammes de la constante de couplage électromagnétique $\alpha_{QED} \simeq 1/137$ qui est, hormis processus ultra-énergétique, beaucoup plus faible que la constante de couplage α_{QCD} (cf. FIG. 2 page 2).

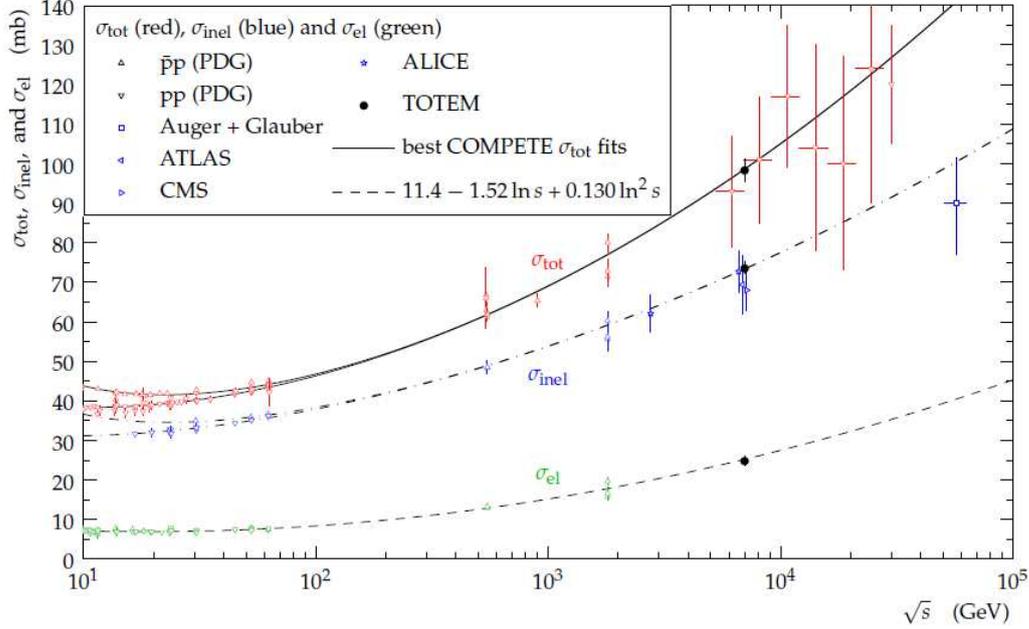


FIG. 1.1– Compilation de mesures de section efficaces totale (σ_{tot}), inélastique (σ_{inel}) et élastique (σ_{el}) de collisions p-p et p- \bar{p} en fonction de l'énergie totale au centre de masse \sqrt{s} (extrait de [12]).

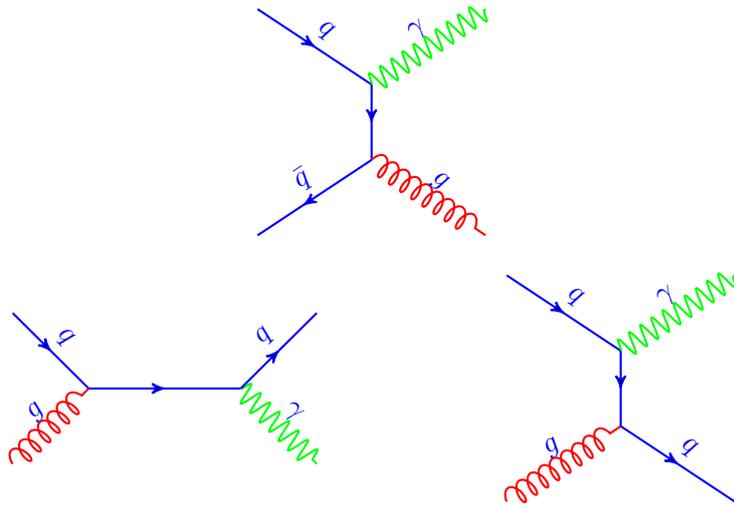


FIG. 1.2– Diagrammes de production de photons directs à l'ordre dominant. En haut, le processus d'annihilation et en bas le processus Compton.

La FIG. 1.3 permet de visualiser, à travers le prisme du modèle des partons introduit par Richard Feynman en 1969 [2], la façon dont s'imbriquent les processus durs dans le cadre d'une

collision de hadrons. Ainsi, ce modèle permet de déterminer des sections efficaces $\sigma_{AB \rightarrow X}$, comme par exemple la section efficace de production de photons directs lors de collisions proton proton, en opérant une séparation entre des fonctions décrivant la structure des hadrons ($f_{a/A}(x_a)$ et $f_{b/B}(x_b)$) et des sections efficaces d'interaction entre partons ($\sigma_{ab \rightarrow X}$). Le résultat s'obtient en sommant sur tous les processus durs possibles et en intégrant sur les fractions d'impulsion x_a et x_b des partons a et b au sein des hadrons A et B [13] :

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{a=q,\bar{q},g} \sum_{b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \sigma_{ab \rightarrow X}(x_a, x_b) \quad (1.1.1)$$

Le produit X de la réaction est ici directement issu d'un processus dur. Ainsi, nous pouvons y trouver différents partons et même, comme nous l'avons vu, un (voire plusieurs) photon direct. En revanche les baryons et autres mésons produits lors d'une collision hadronique, sont issus de la fragmentation de ces partons³ et le calcul de section efficace de production nécessite d'introduire de nouvelles fonctions décrivant ce processus. Nous laissons cette notion de fragmentation de côté pour l'instant car par définition elle ne concerne pas la production des photons directs, nous y reviendrons lorsque nous aborderons la production de photons prompts (partie 1.1.2).

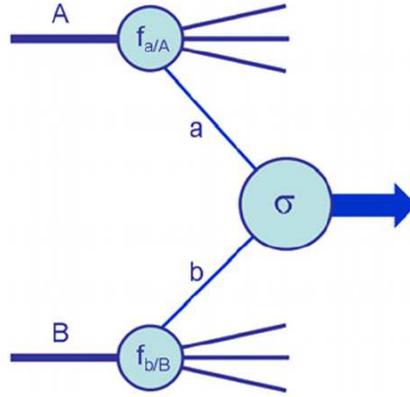


FIG. 1.3– Processus dur générique dans une collision hadronique dans le cadre du modèle des partons. Les fonctions de structure $f_{a/A}(x_a)$ et $f_{b/B}(x_b)$ décrivent la probabilité, lors d'une collision inélastique, d'interagir avec un parton de type a (b) ayant une fraction d'impulsion x_a (x_b) du hadron A (B). Chaque processus dur est caractérisé par sa section efficace σ .

Seule la grande échelle d'énergie, qui est le propre des processus durs, nous permet de décrire ces interactions dans le paradigme de collisions partoniques. En effet, dans ce régime ($Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$), la constante de couplage α_{QCD} devient suffisamment faible pour que les quarks et les gluons puissent être considérés comme quasi-libres. C'est dans ce même régime que la QCD, qui apporte des corrections au modèle des partons, peut être traitée en théorie des perturbations permettant un calcul analytique des sections efficaces des différents processus durs. Ainsi, au premier ordre de la pQCD, $\sigma_{AB \rightarrow X}$ peut s'obtenir comme suit :

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{a=q,\bar{q},g} \sum_{b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu_f^2) f_{b/B}(x_b, \mu_f^2) \sigma_{ab \rightarrow X}(x_a, x_b, \alpha_{QCD}(\mu_R^2)) \quad (1.1.2)$$

3. à l'exception des quarkonia et si nous mettons de côté les prédictions de production directe de hadrons [14]

μ_f et μ_R sont les échelles de factorisation d'état initial et de renormalisation, elles proviennent de la troncature du calcul perturbatif et n'ont pas de sens physique réel mais peuvent être liées à l'échelle d'énergie de l'interaction Q .

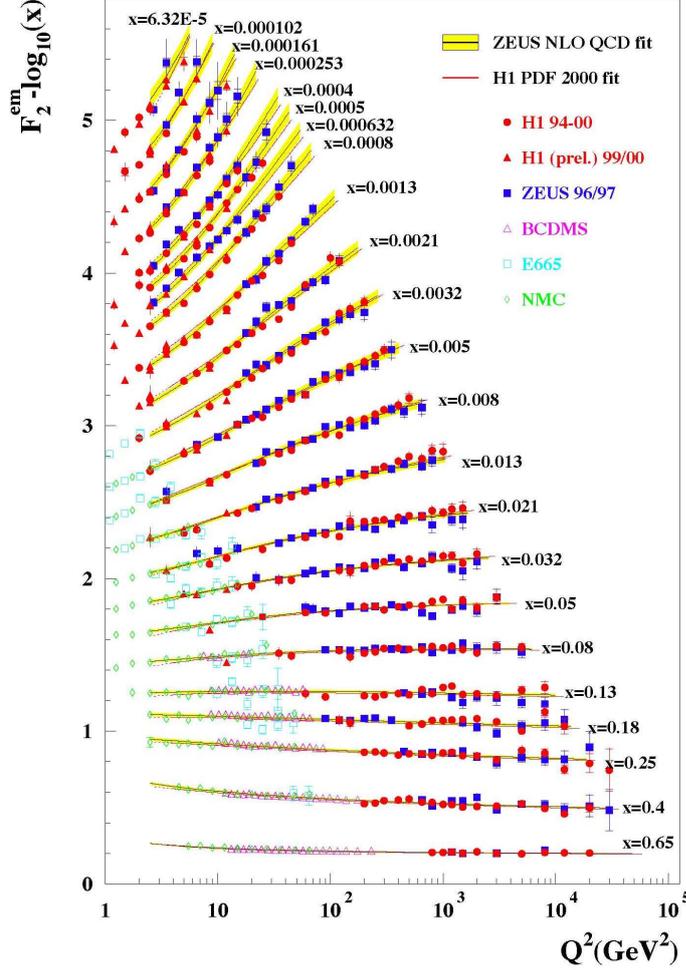


FIG. 1.4— Compilation de mesures réalisées à HERA de la fonction de structure F_2 du proton (décalée de $\log_{10}(x)$ pour une question de visibilité) en fonction de Q^2 et pour différentes valeurs de fractions d'impulsion x .

Dans les faits, $\mu_f = \mu_R = Q$ est souvent pris comme base et la dépendance du résultat à ce choix initial donne une incertitude au calcul théorique. Nous avons alors :

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{a=q,\bar{q},g} \sum_{b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \sigma_{ab \rightarrow X}(x_a, x_b, \alpha_{QCD}(Q^2)) \quad (1.1.3)$$

Nous observons une grande similarité entre cette expression et celle issue du modèle des partons (1.1.1). Néanmoins, contrairement à ce modèle préexistant à la QCD, des dépendances avec l'échelle d'énergie Q apparaissent dans le calcul notamment à travers la variation de la constante de couplage α_{QCD} . Les fonctions de structures des hadrons appelées aussi fonctions de distribution partonique (PDF) possèdent aussi cette dépendance. La description offerte

par le modèle des partons a en effet échoué à décrire les observations sondant des fractions d'impulsion les plus petites. La pQCD a néanmoins réussi à garder une grande partie du formalisme de ce modèle et notamment sa propriété de factorisation [15–17], mais cela s'est fait au prix de l'absorption, dans la définition des PDF, des rayonnements colinéaires de gluons émis par les quarks en voie d'entrée. Conséquemment, nous observons une violation de l'invariance d'échelle qui est particulièrement manifeste à basse fraction d'impulsion comme l'illustre la FIG. 1.4 qui montre l'évolution de la fonction de structure F_2 du proton (cette fonction est la somme des PDF du proton : $F_2 = \sum_{a=q,\bar{q},g} f_{a/p}$). Notons que cette dépendance en Q^2 des PDF est régie par les équations DGLAP [18–20].

1.1.2 Les photons prompts

Dans une collision, l'ensemble des photons produits qui ne sont pas issus de la décroissance d'un hadron, sont appelés photons prompts. D'un point de vue phénoménologique, il est possible de dégager plusieurs mécanismes contribuant à leur production. Pour être exhaustif, la terminologie relative aux photons prompts peut recouvrir jusqu'à 5 sous-catégories :

- les photons directs (cf. FIG. 1.2) : ces photons ont la caractéristique d'être émis directement lors de l'interaction partonique initiale
- les photons de fragmentation : issus d'un parton en voie de sortie, ces photons peuvent être vus comme étant liés au processus d'hadronisation qui est essentiellement non perturbatif
- les photons de rayonnement d'état initial : ces photons sont émis par un parton en voie d'entrée (FIG. 1.5, en haut)
- les photons de rayonnement d'état final : ces photons sont émis par un parton en voie de sortie (FIG. 1.5, en bas)
- les photons issus du plasma de quarks et de gluons : la phase de partons qui serait créée lors des collisions d'ions lourds émettrait des photons thermiques d'énergie modérée [21], ces photons ont, semble-t-il, été observés au RHIC [22] et au LHC [23]

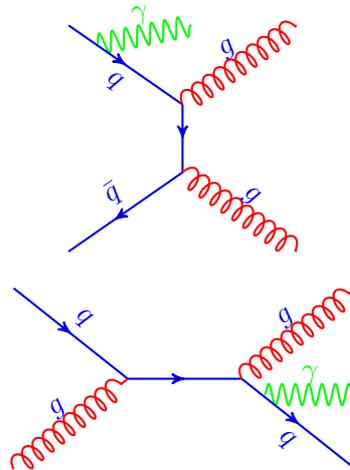


FIG. 1.5– Exemples de diagrammes de production de photons prompts par rayonnement d'état initial (en haut) et d'état final (en bas).

En vue d'une mesure de la production des photons directs, les autres sources de photons prompts constituent un bruit de fond dont la contribution principale vient du processus de fragmentation. Or, dès que l'on s'intéresse à la production de photons au-delà du premier ordre, la contribution directe et celle de la fragmentation sont inextricablement liées. Il faut comprendre que la séparation entre les sous-processus partoniques et la fragmentation n'est qu'une abstraction pratique établie à des fins calculatoires. Ainsi, l'ensemble des photons prompts ne recouvre qu'une seule et même observable physique. Il est néanmoins possible de dégager les deux contributions dans l'expression de la section efficace de production de photons prompts (écrite ici de manière condensée) :

$$\sigma(p_\gamma) = \hat{\sigma}^\gamma(p_\gamma; \mu_R, \mu_f, \mu_F) + \sum_{a=q,\bar{q},g} \int_0^1 \frac{dz}{z} \hat{\sigma}^a(p_\gamma/z; \mu_R, \mu_f, \mu_F) D_a^\gamma(z; \mu_F) \quad (1.1.4)$$

Le premier terme $\hat{\sigma}^\gamma$ correspond aux sections efficaces partoniques de production de photons (directs) et $\hat{\sigma}^a$ à celles amenant à la production d'un parton a (chacune convoluée avec la distribution partonique des hadrons incidents). Les fonctions de fragmentation $D_a^\gamma(z; \mu_F)$ représentent la probabilité qu'au cours de la fragmentation de ce parton, un photon emportant une fraction d'impulsion z soit émis. De manière générale, les fonctions de fragmentation sont principalement déterminées expérimentalement dans le cadre de collisions e^+e^- car ces collisions leptoniques ne nécessitent pas l'introduction de fonctions de distribution partonique [24]. Les fonctions décrivant la fragmentation des partons en photons ont aussi pu être déterminées de cette manière [25, 26], elles l'ont aussi été analytiquement⁴ [27]. Par ailleurs, le caractère indivisible des contributions directe et de fragmentation se matérialise dans le calcul par leur dépendance commune avec une échelle dite de fragmentation μ_F . La dépendance avec cette échelle non physique disparaît seulement lorsque l'on somme les deux termes [28].



Bien que nous venons de mettre en exergue le caractère fondamentalement indiscernable des photons directs vis-à-vis des photons de fragmentation, nous montrerons lors du prochain chapitre qu'il est possible d'accéder à une observable qui s'en approche beaucoup : les photons prompts isolés. En attendant et afin de ne pas complexifier inutilement notre discours, nous continuerons dans ce chapitre à parler de la mesure des photons directs et de l'intérêt qu'elle porte en soi (section 1.2). Nous évoquerons aussi l'intérêt de cette mesure lorsque celle-ci n'est plus inclusive mais accompagnée par la mesure d'une autre observable (section 1.3).

1.2 Intérêts de la mesure inclusive des photons directs

1.2.1 Une contrainte pour les PDF

La production des photons directs comme celle des jets (ensemble des particules produites par la fragmentation d'un parton) est très sensible aux fonctions de structures des hadrons comme le met en avant l'équation (1.1.3). C'est d'ailleurs par le biais de mesures expérimentales de photons directs [29, 30], de jets [31] ou d'autres particules pouvant aussi être produites directement par des processus durs comme les J/ψ [32] ou encore les bosons W et Z [33]

4. du moins leur partie « perturbative »

que ces fonctions sont déterminées⁵. De la connaissance fine de ces fonctions de distribution partonique dépend la précision des prédictions données par la pQCD. C'est pourquoi la collaboration LHAPDF [34] maintient à jour une interface intégrant une importante base de données permettant un accès facile à de multiples PDF [35].

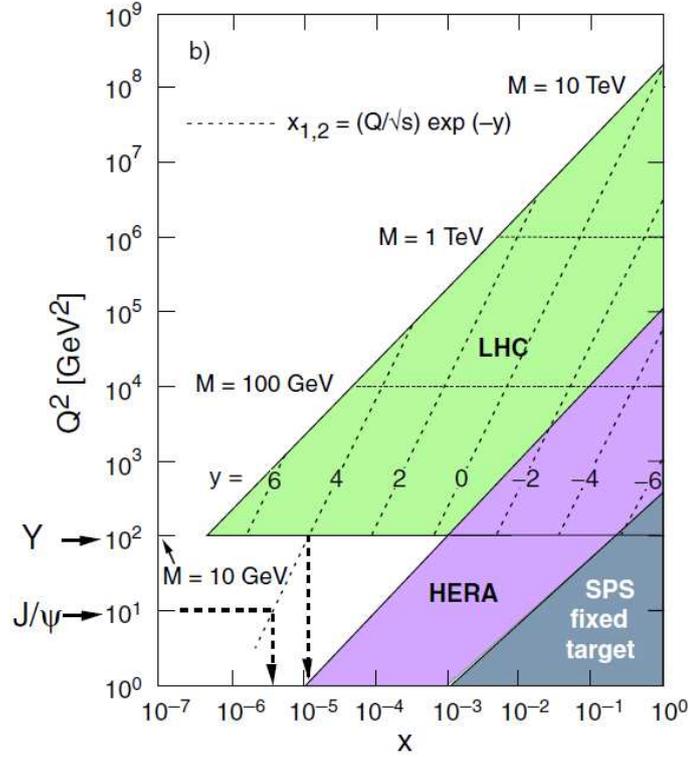


FIG. 1.6– Région cinématique des partons accessibles par l'expérience ALICE lors des collisions p-p au LHC en vis-à-vis de celles sondées par les expériences situées à HERA et au SPS (figure extraite de [36]).

Ce travail, visant à déterminer les fonctions de structures de hadrons (et notamment du proton) n'est pas achevé. En effet, chaque expérience peut accéder à un domaine cinématique des partons (Q^2 , x) limité par ses caractéristiques propres. C'est principalement trois paramètres qui vont venir définir la région cinématique accessible :

- l'énergie au centre de masse \sqrt{s} : plus elle est importante, plus la probabilité d'observer des processus à grand Q^2 et à petit x augmente
- la couverture en rapidité⁶ : les processus impliquant des très petits (ou très grands) x sont généralement asymétriques (un des partons possède une impulsion beaucoup plus forte que l'autre) provoquant la production de particules à grande rapidité
- la luminosité⁷ : plus elle est importante, plus elle permet d'accéder à des processus rares

5. généralement des mesures de sections efficaces correspondant à un Q^2 donné permettent d'accéder à une première fonction de structure dépendante uniquement de x puis, la dépendance en Q^2 est propagée grâce aux équations DGLAP

6. la rapidité est définie en fonction de l'énergie E et de l'impulsion selon l'axe du faisceau p_z de la particule considérée : $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, dans la limite ultra-relativiste ($E \gg mc^2$) on a $y = \eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ où η est appelée la pseudorapidité et θ est l'angle entre la direction de la particule et l'axe du faisceau

7. la luminosité est une quantité expérimentale directement liée au nombre de collisions étudiées, elle est

(notamment à très grand Q^2)

La FIG. 1.6 montre la région cinématique pouvant être sondée par l'expérience ALICE lors des collisions p-p au LHC en regard de celles accessibles par des expériences utilisant des accélérateurs moins puissants. Nous voyons ici clairement que le LHC nous emmène en terre inconnue en permettant notamment d'accéder à des fractions d'impulsions extrêmement faibles. Néanmoins, dans le cadre de la mesure des photons directs avec le calorimètre EMCal d'ALICE, sa couverture située à mi-rapacité $|\eta| < 0,7$ ne permet pas de profiter pleinement de toute cette gamme de fractions d'impulsion. En revanche, le saut en énergie au centre de masse effectué par le LHC (jusqu'à $\sqrt{s} = 14$ TeV prévu contre un précédent record à $\sqrt{s} = 1,96$ TeV au Tevatron) augmente la proportion de gluons dans le proton ce qui, comme nous le montrerons au prochain chapitre, favorise la production de photons directs via le processus Compton ($q + g \rightarrow \gamma_{direct} + q$). Or, la PDF du gluon est relativement mal connue (notamment aux petits x). Ainsi, la mesure précise de la production de photons directs dans ALICE doit permettre de mieux contraindre cette dernière.

1.2.2 Un test de la pQCD

Nous venons de montrer que l'indépendance de la production des photons directs, vis-à-vis du processus de fragmentation des partons, conférerait à leur mesure le pouvoir de contraindre les fonctions de structure des hadrons. Cette particularité, partagée avec les autres sondes dures (particules produites directement lors d'un processus dur), permet dans une démarche inverse de tester les prédictions de la pQCD. En effet, la principale caractéristique des fonctions de distributions partoniques (et des fonctions de fragmentation) réside dans leur universalité, c'est-à-dire qu'elles ne dépendent pas du processus étudié. Ainsi, nous pouvons calculer la production de photons directs lors de collisions p-p en utilisant des PDF contraintes par une autre mesure comme par exemple celle de jets lors de collision e-p [24]. Ainsi la confrontation entre une telle prédiction et une mesure expérimentale de photons directs est un test particulièrement fort pour la pQCD notamment parce que, dans ce cas idéal, la prédiction théorique n'est pas entachée d'incertitudes dues aux fonctions de fragmentation.

Nous verrons lors du chapitre suivant, que des mesures de photons directs et leur confrontation avec les prédictions théoriques ont déjà été réalisées au LHC par les expériences ATLAS et CMS. Elles ont permis de conforter la pQCD dans les intervalles en E_T et η sondés [37–40]. ALICE visera d'une part à recouper partiellement ces résultats et d'autre part elle devrait permettre de descendre plus bas dans la gamme d'énergie apportant un test supplémentaire et unique à la pQCD. En effet, les collaborations ATLAS et CMS étant tributaires de leurs projets de recherches principaux nécessitant l'emploi de très grandes luminosités⁸, ont recours à l'utilisation de déclencheurs très sélectifs (afin d'épargner leur système d'acquisition), ce qui se traduit par la perte d'une partie des photons d'impulsion modérée. ALICE devant faire face à des luminosités nettement plus faibles, peut sonder une gamme en énergie à la fois différente et complémentaire (allant de ~ 10 à ~ 100 GeV). Enfin, notons que les comparaisons avec les prédictions théoriques sont très importantes mais seule la redondance de mesures peut permettre de conclure à une hypothétique erreur expérimentale. Ainsi, le recouvrement partiel de la mesure que nous souhaitons effectuer avec celles déjà effectuées au LHC n'est pas un

définie ainsi (dans l'exemple de collisions p-p) : $\mathcal{L} = N_{pp \rightarrow X} / \sigma_{pp \rightarrow X}$ où $N_{pp \rightarrow X}$ est le nombre de réactions $pp \rightarrow X$ par seconde et $\sigma_{pp \rightarrow X}$ la section efficace de cette réaction

8. étude du boson de Higgs, recherche de particules super-symétriques...

handicap, dans la mesure ou cela devrait permettre de renforcer notre confiance en chacune d'entre elles.

1.3 Intérêts de la mesure de corrélations avec la production d'un photon direct

Comme nous l'avons montré, les photons directs sont produits à l'ordre dominant par les processus Compton et annihilation. Dans un cas comme dans l'autre, le photon est accompagné d'un parton, émis à l'opposé, qui va fragmenter en une gerbe de particules. La mesure simultanée d'un photon direct et d'un jet peut alors permettre de tester les prédictions de la pQCD [41, 42]. D'un autre côté, la mesure du photon direct permet de mieux contraindre les caractéristiques cinématiques du jet et du parton dont il est issu car, si le photon et le jet proviennent du même processus dur, on a : $E_{parton} \sim E_{\gamma}$. Or, la détermination des variables cinématiques d'un jet est généralement ardue et empreinte d'incertitudes assez larges⁹. Ainsi, l'approche consistant à étudier le jet situé à $\Delta\phi \sim 180^\circ$ d'un photon direct permet une étude précise de la fragmentation des partons.

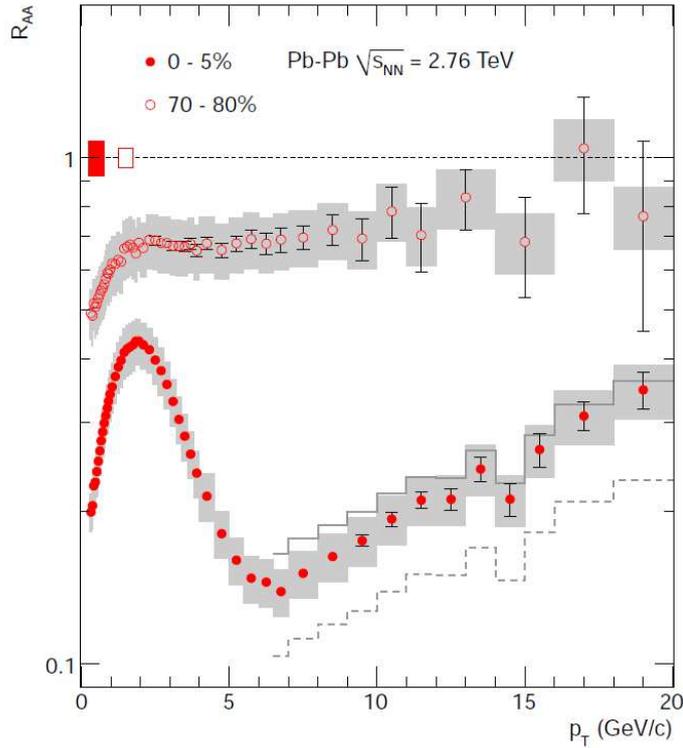


FIG. 1.7– Facteurs de modification nucléaire des particules chargées mesurés dans les collisions *Pb-Pb* à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV aux centralités 0-5% et 70-80% (figure extraite de [8])

9. Les incertitudes sur ces variables cinématiques lors d'une mesure inclusive de jet sont liées, entre autres, à la présence de particules contaminantes qui ne proviennent pas de celui-ci ou encore à l'impossibilité de mesurer certaines particules du fait de la méthode de reconstruction employée ou à cause de l'acceptance limitée du dispositif expérimental.

Cette référence que constitue le photon direct, est aussi très précieuse pour étudier la modification de la fragmentation lors des collisions d'ions lourds [43]. En effet, il semble que lors des collisions les plus centrales, c'est-à-dire celles où le paramètre d'impact (écart dans le plan transverse entre la trajectoire des deux ions) est faible devant le rayon du noyau, il y ait la création d'un milieu dense qui « freine » les partons. Cette interprétation s'appuie sur des bases théoriques qui prévoient, lors de ces collisions, la création d'un plasma de quarks et de gluons [44] dont plusieurs observations laissent à penser qu'il a été créé au RHIC [45–48] et au LHC. Une des observations les plus frappantes fut celle d'un phénomène d'atténuation des jets [49]. Ce phénomène est à la fois visible événement par événement lors de la mesure de deux jets en corrélation où une grande asymétrie entre leur énergie est observée [50] (celle-ci étant interprétée comme le résultat de la contribution d'interactions partoniques situées à la périphérie du milieu qui entraînerait une perte d'énergie différente pour chaque parton). Il est aussi observable par le biais du facteur de modification nucléaire R_{AA} qui permet de quantifier cette atténuation en faisant un rapport entre le taux de production d'une particule en collisions d'ions lourds et le même taux mesuré en collisions p-p (normalisé par le nombre de collisions binaires). Par construction, $R_{AA} = 1$ dénote une absence d'« effets de milieu »¹⁰. La FIG. 1.7 montre les R_{AA} des particules chargées mesurés par ALICE dans deux gammes de centralités. Le R_{AA} mesuré dans les collisions les plus centrales est très faible pour les énergies supérieures à ~ 3 GeV (là où prédominent les particules issues des processus durs) ce qui constitue un élément confirmant la présence d'un effet de milieu prononcé.

C'est ainsi que la mesure simultanée d'un photon direct, qui s'apparente à une sonde idéale¹¹ (peu affectée par le milieu) et d'un jet lors d'une collision d'ions lourds [51], doit permettre de remonter à la perte d'énergie du parton initial ($E_{perte} \approx E_{photon} - E_{jet}$) [52]. Cette mesure, ajoutée à d'autres (effets collectifs, suppression du J/ψ ...) devrait, avec le concours de modèles (décrivant notamment la perte d'énergie des partons traversant le QGP [53,54]), permettre de mieux contraindre les caractéristiques du milieu créé lors des collisions d'ions lourds comme son temps de vie (estimé à quelques dizaines de fm/c), sa viscosité [55] ou encore son équation d'état [56].

Ce premier chapitre nous a permis de décrire le cadre théorique dans lequel s'inscrit la production de photons directs. Nous avons aussi relevé les intérêts que suscitent leur mesure. En particulier, le lien étroit entre leur production et les fonctions de distribution partonique, donne à cette mesure le pouvoir de mieux contraindre ces fonctions universelles. Les enjeux liés à la mesure d'un photon direct en corrélation avec celle d'un jet ont aussi été mis en avant, en particulier pour étudier les caractéristiques du plasma de quarks et de gluons. Le prochain chapitre mettra en avant les difficultés que soulèvent la mesure des photons directs lors des collisions p-p aux énergies du LHC. Il soulignera aussi l'importance et les conséquences sur une telle mesure, de l'introduction de critères d'isolement.

10. aux effets d'isospins près

11. Le photon est une particule électromagnétique et devrait par conséquent être peu affectée par la traversée de ce milieu dominé par l'interaction forte. Les photons directs sont donc considérés, en compagnie des bosons W et Z comme des sondes insensibles au milieu traversé à l'inverse des jets ou des quarkonia

Chapitre 2

De l'isolement des photons

Le chapitre précédent nous a permis d'introduire les multiples intérêts théoriques que revêt la mesure des photons directs dans les collisions de hadrons. Ce chapitre s'attachera à souligner les challenges expérimentaux que soulève une telle mesure aux énergies du LHC. Avant cela, nous dresserons un petit historique des différentes mesures de photons directs lors de collisions p - p et p - \bar{p} . Nous mettrons notamment l'accent sur les bénéfices et les difficultés apportés par la montée en puissance des accélérateurs. Puis, nous détaillerons en quoi et comment l'utilisation d'une procédure d'isolement au LHC permet de rejeter fortement à la fois les photons de fragmentation et ceux de décroissance qui constituent le bruit de fond pour la mesure des photons directs. Enfin, nous verrons de quelle manière la production de photons isolés peut s'inscrire dans le cadre de la p QCD et quels outils peuvent nous permettre d'établir une prédiction à même d'être comparée aux résultats expérimentaux.

2.1 La mesure des photons directs : un challenge expérimental

Nous avons expliqué lors du chapitre précédent qu'il était impossible de distinguer les photons directs des autres types de photons prompts produits lors de collisions de hadrons. Néanmoins, les premières mesures de photons prompts de grande énergie transverse qui eurent lieu, furent faites dans le cadre de collisions p - p possédant une énergie au centre de masse \sqrt{s} relativement faible. Dès lors, les couples $(\sqrt{s}, \text{région en } E_T)$ sondés par ces premières expériences correspondaient à une région où les photons directs sont largement prédominants ($\gamma_{prompt} \sim \gamma_{direct}$). La mesure inclusive des photons prompts constituait alors une mesure proche de celle des photons directs. Celle-ci étant effectuée par la mesure de tous les photons produits dans la collision, à laquelle la contribution provenant de la décroissance des hadrons est soustraite. Mais nous verrons que l'utilisation d'énergies au centre de masse de plus en plus importantes changea la donne en rendant d'une part cette mesure inclusive de photons prompts toujours plus difficile et d'autre part en l'éloignant de celle des photons directs. C'est dans ce contexte que la mesure des photons prompts isolés apparut comme une alternative pertinente dans l'objectif d'approcher une mesure de photons directs (l'isolement des photons et les critères qui peuvent le définir seront discutés section 2.2).

Expérience	Accélérateur	Réactions	\sqrt{s} (GeV)	année	Ref.
SFM	ISR	$p + p \rightarrow \gamma + X$	45, 53	1976	[57]
R108	ISR	$p + p \rightarrow \gamma + X$	62,4	1980	[58]
R806	ISR	$p + p \rightarrow \gamma + X$	63	1982	[59]
R807	ISR	$p + p, p + \bar{p} \rightarrow \gamma + X$	53	1985	[60]
NA24	SPS	$p + p \rightarrow \gamma + X$	23	1987	[61]
WA70	SPS	$p + p \rightarrow \gamma + X$	23	1988	[62]
UA1	Sp- \bar{p} S	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	546, 630	1988	[63]
UA2	Sp- \bar{p} S	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	630	1988	[64]
R110	ISR	$p + p \rightarrow \gamma + X$	63	1989	[65]
UA2	Sp- \bar{p} S	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	630	1991	[66]
UA6	SPS	$p + p, p + \bar{p} \rightarrow \gamma + X$	24,3	1993	[67]
CDF	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1800	1994	[68]
DØ	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1800	1996	[69]
UA6	SPS	$p + p, p + \bar{p} \rightarrow \gamma + X$	24,3	1998	[70]
DØ	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1800	2000	[71]
DØ	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1800, 630	2001	[72]
CDF	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1800, 630	2002	[73]
E706	FNAL	$p + p \rightarrow \gamma + X$	31,6, 38,8	2004	[74]
CDF	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1800	2004	[75]
PHENIX	RHIC	$p + p \rightarrow \gamma + X$	200	2005	[76]
DØ	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1960	2006	[77]
PHENIX	RHIC	$p + p \rightarrow \gamma + X$	200	2007	[78]
CDF	Tevatron	$p + \bar{p} \rightarrow \gamma_{iso} + X$	1960	2009	[79]
ATLAS	LHC	$p + p \rightarrow \gamma_{iso} + X$	7000	2011	[37]
CMS	LHC	$p + p \rightarrow \gamma_{iso} + X$	7000	2011	[38]
CMS	LHC	$p + p \rightarrow \gamma_{iso} + X$	7000	2011	[39]
ATLAS	LHC	$p + p \rightarrow \gamma_{iso} + X$	7000	2011	[40]
PHENIX	RHIC	$p + p \rightarrow \gamma + X$	200	2012	[80]
CMS	LHC	$p + p \rightarrow \gamma_{iso} + X$	2760	2012	[81]

TABLE 2.1– Historique des différentes mesures de photons prompts (γ) et de photons prompts isolés (γ_{iso}) dans les collisions proton proton et proton anti-proton. Ces mesures s'approchent d'une mesure des photons directs comme il est expliqué dans le texte.

Le tableau 2.1 donne à voir une compilation de mesures de photons prompts et de photons prompts isolés lors de collisions p-p et p- \bar{p} ^{1 2}. Nous notons une augmentation importante de l'énergie au centre de masse au fil des ans. Or cet accroissement entraîne des conséquences majeures sur la production de particules et en particulier sur celle des photons :

- la section efficace de production de photons directs augmente fortement
- le rapport $\gamma_{prompt}/\gamma_{décroissance}$ diminue
- le rapport $\gamma_{direct}/\gamma_{prompt}$ diminue
- le processus Compton devient de plus en plus dominant

1. à l'exception des mesures basées sur les collisions de protons polarisés

2. Nous avons regroupé ces deux types de collisions car, les énergies croissant, la sensibilité aux quarks de valence s'amenuise laissant plus de places aux partons de la mer ce qui se traduit par une convergence de la production de particules issus de processus durs.

Le premier point soulevé ici permet de comprendre pourquoi l'essor des mesures de photons directs s'est fait de paire avec celui des collisionneurs qui permettent d'atteindre de très grands \sqrt{s} . En effet, face à l'arrivée de ce nouveau type d'accélérateurs, la grande luminosité, qui est l'apanage des expériences sur cible fixe, n'a plus suffi à compenser la faiblesse de la section efficace aux énergies qui leurs sont accessibles. Ce fait est illustré par la FIG. 2.1 où nous observons que la section efficace mesurée par l'expérience sur cible fixe UA6 est environ 3 ordres de grandeur plus basse que et celles mesurées par les autres expériences prenant place au sein de collisionneurs.

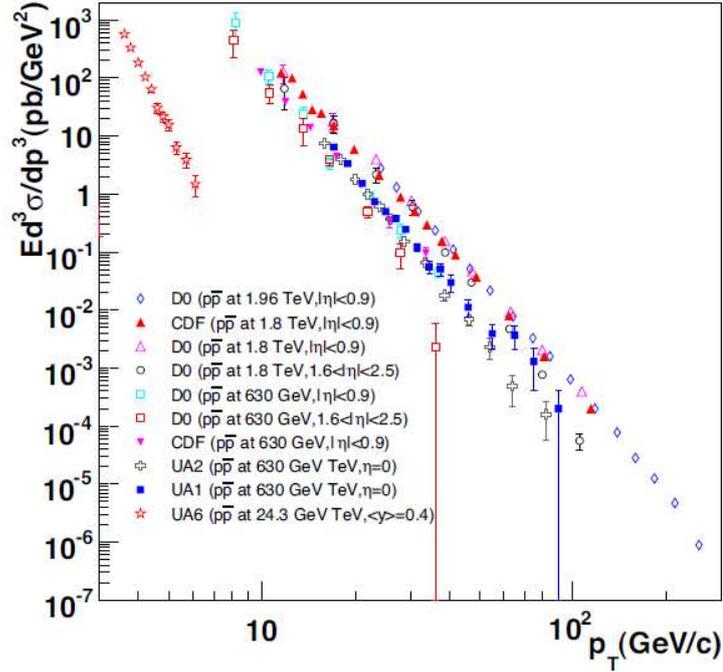


FIG. 2.1– Compilation de différentes mesures de section efficace de photons prompts isolés (figure extraite de [11]).

L'augmentation de l'énergie au centre de masse n'a pas seulement provoqué un accroissement de la production de photons directs, elle a aussi entraîné une augmentation générale de la production des particules produites lors des collisions p-p. Ceci a engendré un accroissement du bruit de fond des photons de décroissance rendant toujours plus ardue toute mesure de photons prompts. Ces photons sont majoritairement le fruit de la décroissance des π^0 , notamment via le canal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (à l'origine d'environ 80% de ces photons), mais ils proviennent aussi de la décroissance de particules plus massives et plus rarement produites comme les η , ρ^0 , ω ou η' dont les canaux de décroissance principaux contribuant à la production de photons sont récapitulés dans le tableau 2.2. Enfin, il est important de noter que cette augmentation du taux de production de photons de décroissance avec \sqrt{s} surpasse celle des photons directs (et prompts). La FIG. 2.2 montre les rapports théoriques entre la production de photons prompts et celle de π^0 lors de collisions p-p pour des énergies au centre de masse de $\sqrt{s} = 200$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV. Nous voyons nettement apparaître qu'à une impulsion transverse donnée, ce rapport est beaucoup plus défavorable à grand \sqrt{s} , ce qui se traduit par une présence de plus en plus importante des photons de décroissance.

particule	mode de décroissance	rapport d'embranchement (%)
π^0	$\gamma\gamma$	$98,82 \pm 0,03$
	$e^+e^-\gamma$	$1,17 \pm 0,04$
η	$\gamma\gamma$	$39,31 \pm 0,20$
	$\pi^+\pi^-\gamma$	$4,60 \pm 0,16$
	$e^+e^-\gamma$	$0,69 \pm 0,04$
ρ^0	$\pi^+\pi^-\gamma$	$0,99 \pm 0,16$
	$\pi^0\gamma$	$0,06 \pm 0,01$
ω	$\pi^0\gamma$	$8,28 \pm 0,28$
	$\eta\gamma$	$0,05 \pm 0,01$
η'	$\rho^0\gamma$	$29,3 \pm 0,6$
	$\omega\gamma$	$2,75 \pm 0,22$
	$\gamma\gamma$	$2,18 \pm 0,08$

TABLE 2.2– Les particules et leurs canaux de décroissance contribuant principalement à la production de photons (rapports d'embranchement extraits de [11]).

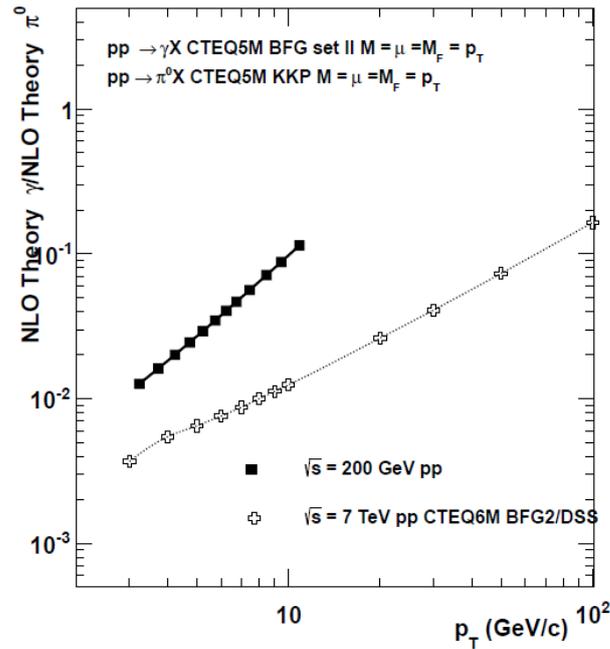


FIG. 2.2– Rapports γ/π^0 en fonction de l'impulsion transverse prédits par le logiciel INCNLO (basé sur les codes utilisés dans [82] et dans [83]) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Outre l'augmentation globale de la production des photons prompts avec \sqrt{s} , un changement apparaît dans leur composition : c'est l'augmentation, parmi ces photons, de la contribution des photons de fragmentation. Cet accroissement induit le fait que la mesure inclusive des photons prompts de grande impulsion transverse s'est de plus en plus éloignée d'une mesure proche de celle des photons directs. La FIG. 2.3 (gauche) permet de prendre la mesure de l'importance qu'acquiert la production de photons de fragmentation aux énergies du LHC. Celle-ci y est en

effet prédite supérieure à 40% pour $E_T < 100$ GeV (correspondant aux énergies accessibles à ALICE).

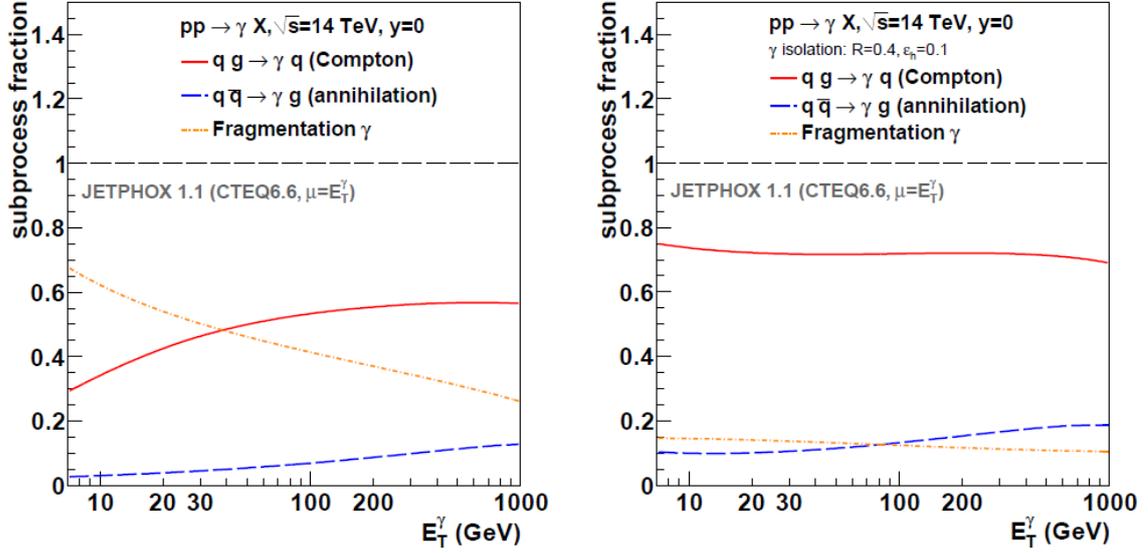


FIG. 2.3– Contributions relatives, en fonction de l'énergie transverse, des processus Compton, annihilation et fragmentation dans la production des photons prompts (à gauche) et des photons prompts isolés (à droite). Prédiction réalisée avec JETPHOX (NLO) pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV à mi-rapacité (extrait de [84]).

Malgré les difficultés induites par la présence d'un nombre important de photons de décroissance ainsi que par l'abondance des photons de fragmentation, une idée simple : l'isolement, a permis que la mesure des photons directs restât possible. Cette technique met à profit le fait que les photons directs soient produits (du moins à l'ordre dominant) à l'opposé d'un jet, alors que les photons de fragmentation et de décroissance sont essentiellement émis en son sein. Cette procédure d'isolement, qui sera discutée de manière plus approfondie section 2.2, s'est peu à peu imposée dès lors que les énergies au centre de masse devinrent importantes ainsi qu'en atteste le tableau 2.1.

Le dernier point, soulignant la forte prépondérance qu'acquiert le processus Compton ($q + g \rightarrow \gamma + q$) comme moyen de production de photons directs, entraîne deux conséquences. Tout d'abord, la production de photons directs devient de plus en plus sensible à la PDF du gluon ce qui donne l'opportunité de mieux la contraindre [29]. En second lieu, le jet émis à l'opposé du photon direct sera très majoritairement issu de la fragmentation d'un quark ce qui permet un « étiquetage » de ce jet.

2.2 l'isolement des photons

2.2.1 Différents critères d'isolement

Nous avons vu lors de la section précédente que la production des photons lors d'une collision p-p changeait notablement avec l'énergie au centre de masse. En particulier nous avons souligné que, lorsque celle-ci est élevée ($\sqrt{s} \gtrsim 100$ GeV), le bruit de fond venant des photons de

décroissance est important. A cette difficulté expérimentale s'ajoute la place de plus en plus importante que prend, à ces énergies, le processus de fragmentation dans la production des photons prompts. Ainsi, la mesure inclusive des photons prompts est devenue à la fois plus ardue et moins intéressante pour étudier la production des photons directs. En s'intéressant seulement aux photons satisfaisant un certain critère d'isolement, ces deux difficultés sont en grande partie contournées. En effet, les photons de fragmentation et ceux de décroissance, étant directement ou indirectement issus de la fragmentation d'un parton, vont être entourés par une forte activité hadronique contrairement à un photon direct qui est, au premier ordre (processus Compton et annihilation), émis à l'azimut opposé du jet. C'est pourquoi la somme de l'impulsion transverse des particules émises dans un cône de rayon $R = \sqrt{(\eta - \eta_\gamma)^2 + (\phi - \phi_\gamma)^2}$ autour de la trajectoire du photon est une variable discriminante entre les photons directs et les autres types de photons. Dans la littérature, il existe deux familles de critères basées sur cette quantité. L'une utilisant un seuil variable, dépendant de l'impulsion $p_{T,\gamma}$ du photon, définit un photon isolé lorsque :

$$\sum_{\text{cône}} p_T < \varepsilon \cdot p_{T,\gamma} \quad (2.2.1)$$

où ε est généralement pris de l'ordre de 0,1

L'autre catégorie de critère, basé sur un seuil fixe, définit l'isolement ainsi :

$$\sum_{\text{cône}} p_T < p_T^{\text{seuil}} \quad (2.2.2)$$

où p_T^{seuil} est la limite sur la somme des impulsions transverses au-delà de laquelle le photon n'est plus considéré comme isolé

Ces deux types de critères émanent de deux raisonnements différents :

- L'idée sous-jacente au premier type de critère (2.2.1), est de considérer qu'un photon de fragmentation est discernable d'un photon direct, lorsqu'il emporte une fraction d'impulsion du parton inférieure à un certain z_{max} . En effet, si l'on considère que l'essentiel de l'impulsion restante du jet (soit environ $1-z$) sera contenue dans le cône d'isolement, une sélection proportionnelle à l'énergie du photon correspond approximativement à effectuer une coupure sur les photons de fragmentation emportant une fraction d'impulsion du parton z plus petite que $z_{max} = 1/(1 + \varepsilon)$ [28]. Par ailleurs, lorsque z_{max} est grand, le nombre moyen de particules ayant $z > z_{max}$ est à peu près invariant avec l'énergie du jet [85]. Ainsi, cette famille de critères a l'avantage de garder parmi les photons prompts isolés une fraction relativement constante de photons de fragmentation comme l'illustre la FIG. 2.3 (droite).
- Le raisonnement derrière la deuxième catégorie de critère d'isolement (2.2.2), consiste à se focaliser non pas sur l'environnement des photons de fragmentation ou de décroissance, mais sur celui des photons directs. Nous avons pour l'heure, principalement mis en avant les processus durs comme moyen de production de particules lors d'une collision p-p. Il existe néanmoins d'autres processus, dits mous, ayant lieu en marge du processus dur comme les rayonnements d'états initial et final, la diffusion multiple entre partons ou encore la fragmentation des partons « spectateurs » (ceux qui ne sont pas directement impliqués dans le processus dur). L'ensemble de ces mécanismes sont rassemblés sous la dénomination d'évènement sous-jacent (UE) donnant lieu à la création de particules de basses impulsions transverses $p_T \lesssim 3 \text{ GeV}/c$. Là encore, il n'est pas possible de séparer de façon non ambiguë les particules issues d'un processus dur de celles issues de l'UE.

Mais, d'une manière générale, nous pouvons considérer que les particules de faible impulsion transverse émises loin de tout jet en font partie. L'environnement immédiat d'un photon direct est ainsi constitué de cet UE. Ainsi, pour que notre critère d'isolement exclue le moins possible de photons directs, il faut que le seuil basé sur la somme des impulsions transverses soit nettement plus haut que la contribution moyenne de l'UE dans le cône (celle-ci étant assez fluctuante événement par événement [86–88]). Or l'UE augmente modérément avec l'échelle d'énergie de la collision³ [86–88]. Ainsi, l'utilisation d'un seuil indépendant de l'énergie du photon permet d'obtenir une probabilité d'isolement des photons directs relativement constante.

Enfin, notons l'existence d'autres types de critère d'isolement parmi lesquels :

- Les critères basés sur l'impulsion transverse de la particule la plus énergétique dans le cône (et non plus sur la somme) : si la particule la plus énergétique du cône possède une impulsion transverse inférieure à un seuil défini, le photon est considéré comme étant isolé. L'intérêt de cette technique est avant tout expérimental. En effet, pour mesurer l'impulsion transverse des particules, il est généralement fait appel à un système de trajectométrie pour déterminer l'impulsion des particules chargées et à un ou plusieurs calorimètres (électromagnétique et/ou hadronique) pour la mesure de l'impulsion des particules neutres. Or, certaines particules vont interagir avec plusieurs de ces sous-détecteurs nécessitant d'établir une correspondance précise entre chaque dépôt d'énergie afin d'éviter un double comptage. La mesure de la somme des impulsions des particules est ainsi plus délicate que la détermination de l'impulsion de la particule la plus énergétique.
- Les critères de Frixione (détaillés dans [89]) dont l'idée principale est de tirer profit de la nature intrinsèquement colinéaire de la fragmentation. En effet, il résulte de cette propriété que les particules les plus énergétiques des jets sont généralement situées proche de leur centre. Les critères de Frixione basent ainsi leur définition de l'isolement en prenant en compte à la fois l'énergie et la distance avec le photon des différentes particules situées dans l'environnement proche de ce dernier.

2.2.2 Une sélection forte

Rejet des photons de fragmentation

Nous avons expliqué lors du chapitre précédent que les photons de fragmentation n'étaient pas véritablement discernables des photons directs. Il n'en reste pas moins que les photons issus de la fragmentation d'un parton sont davantage entourés d'autres particules que ceux émis lors d'un processus Compton ou annihilation. Cette différence est d'ailleurs plus prononcée aux énergies du LHC qu'à celles qui prévalaient notamment au Tevatron. En effet, plus \sqrt{s} est grand, moins la fragmentation est dure, c'est-à-dire qu'elle produit en moyenne plus de particules qui emportent alors chacune une fraction d'impulsion du parton plus faible. Ainsi, l'utilisation d'un critère d'isolement au LHC est particulièrement efficace pour supprimer la contribution des photons de fragmentation. Du reste, cette efficacité est opportune car nous avons vu que la proportion, parmi les photons prompts, des photons de fragmentation était très forte au LHC. La FIG. 2.3 illustre ces deux états de fait : à gauche nous voyons la forte proportion de la fragmentation aux énergies du LHC parmi les processus conduisant à la production de photons prompts, à droite nous voyons la forte suppression de cette contribution après l'application d'un critère d'isolement.

3. donnée par la particule ou par le jet ayant la plus grande impulsion transverse de l'évènement

Rejet des photons de décroissance

Contrairement aux photons de fragmentation, les photons de décroissance sont en principe identifiables expérimentalement. Néanmoins, une telle identification devient très difficile lorsque l'on considère des photons de grande impulsion ce qui est pour le moins problématique au vu de la domination impressionnante au LHC de la décroissance face aux autres mécanismes de production de photons. En effet, nous avons vu que les photons de décroissance provenaient très majoritairement du π^0 dont la production surpasse de très loin celle des photons prompts ainsi que l'illustre la FIG. 2.2. La difficulté à discriminer les photons issus de sa décroissance ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) apparaît lorsque l'on étudie sa cinématique, elle nous apprend en effet que l'angle entre les deux photons a tendance à se réduire avec l'augmentation de l'énergie du π^0 comme le montre la FIG. 2.4. Or, plus cet angle est faible plus le discernement de ces deux photons devient expérimentalement difficile. Il est aussi intéressant de noter que la densité de probabilité de cet angle est piquée aux alentours d'un angle minimal impliquant que, au-delà d'une certaine énergie, c'est presque l'ensemble de ces photons de décroissances qui deviennent indiscernables. Ainsi, l'isolement est particulièrement précieux aux grandes énergies pour réduire la contamination des photons de décroissance. Celui-ci est d'ailleurs particulièrement efficace aux énergies du LHC pour la même raison qu'évoquée au paragraphe précédent (la fragmentation y est moins dure).

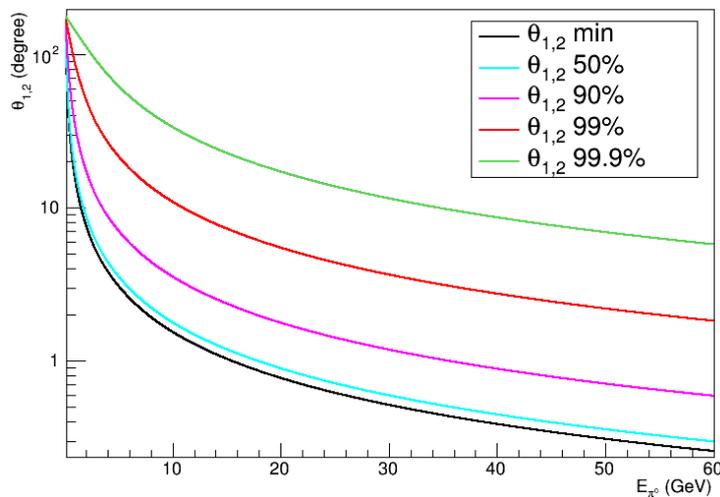


FIG. 2.4— Profils, en fonction de l'énergie du π^0 , de la densité de probabilité de l'angle θ_{12} formé par ses deux photons de décroissance.

2.2.3 Les prédictions théoriques

Nous avons vu lors du chapitre précédent que la mesure des photons directs pourrait permettre de tester et de contraindre la pQCD (cf. page 10), ainsi, la recherche d'une mesure s'en approchant s'inscrit dans cette même démarche. Une première question est alors de savoir quels outils basés sur cette théorie peuvent nous permettre de prédire la section efficace de production de photons prompts isolés. PYTHIA et JETPHOX font partie des programmes Monte-Carlo permettant cette prédiction. Après que nous les ayons décrits nous expliquerons comment leurs résultats peuvent être combinés afin d'obtenir une prédiction la plus précise possible.

JETPHOX

Il a été montré que les critères d'isolement se basant sur la somme de l'impulsion transverse des particules dans un cône de rayon R satisfont le théorème de factorisation à tous les ordres de la théorie des perturbations [28]. Ainsi, il est possible, en se basant uniquement sur le formalisme de la pQCD, de déterminer la section efficace de production de photons prompts isolés. Un tel calcul a été implémenté dans le logiciel Monte Carlo JETPHOX [28, 90] qui permet un calcul complet au niveau NLO. Les prédictions de ce programme sont couramment comparées aux mesures $p + p \rightarrow \gamma_{iso} + X$ [39, 40, 77, 79] mais aussi aux mesures conjointes d'un photon isolé avec un jet : $p + p \rightarrow \gamma_{iso} + jet + X$ [41, 42]. Il faut souligner que, dans le cadre des calculs effectués par JETPHOX, le critère d'isolement est défini au niveau partonique ce qui a plusieurs conséquences. La première étant qu'il n'est pas possible d'utiliser un critère basé sur l'énergie maximale d'une particule car cela aurait nécessité un modèle d'hadronisation. La seconde conséquence est que cet isolement au niveau partonique n'est pas totalement équivalent à celui que nous pouvons mesurer expérimentalement à savoir un isolement au niveau hadronique. A titre d'exemple, dans le cas d'un rayonnement d'état final (diagramme du haut présenté FIG. 1.5), l'impulsion du quark rayonnant un photon en voie de sortie est ou bien totalement prise en compte ou alors totalement ignorée en fonction qu'il soit ou non dans le cône d'isolement. Or ce quark va fragmenter, de ce fait, l'impulsion contenue dans le cône sera souvent différente au niveau hadronique. Enfin, l'UE n'est pas pris en compte avec JETPHOX or c'est un second élément qui peut venir modifier l'énergie dans le cône et changer le caractère isolé ou non du photon.

Remarquons que l'utilisation de JETPHOX nécessite certaines précautions. En effet, des divergences apparaissent dans les calculs lorsque R et p_T^{seuil} deviennent trop petit. Aucune valeur de seuil minimale n'a été spécifiée par les auteurs du logiciel, cependant ils préconisent que le rayon du cône ne soit pas choisi inférieur à $R = 0,3$ [28].

PYTHIA

A l'image d'EPOS [91], Pythia [92] permet de simuler des collisions p-p dans leur intégralité avec la prise en compte à la fois des processus durs et mous. Ce générateur d'événements, basé sur le modèle des partons [2], offre ainsi accès à toutes les particules produites dans l'état final ce qui permet, entre autres, d'implémenter facilement le critère d'isolement désiré. Mais cela a aussi l'intérêt de reproduire les conditions d'une véritable mesure de photons prompts isolés. Ce point sera mis à profit lors du chapitre 6 afin d'obtenir une modélisation réaliste du signal et du bruit de fond.

En vue d'obtenir une prédiction précise de la production de photons prompts isolés, le point fort de Pythia réside dans sa prise en compte des effets de l'hadronisation et de l'évènement sous-jacent. Ce sont en effet autant d'éléments qui, comme nous l'avons expliqué, peuvent modifier la distribution de l'énergie dans le cône d'isolement. En revanche, Pythia intègre seulement les diagrammes du premier ordre (LO). Or, la différence entre LO et NLO est assez grande en ce qui concerne la production de photons prompts comme l'illustre la FIG. 2.5. Cette figure montre aussi une autre faiblesse d'un calcul limité au LO : sa forte dépendance avec les échelles non physiques de factorisation et de renormalisation. Ainsi, même si Pythia inclut un facteur *ad hoc* permettant de corriger la non prise en compte des diagrammes d'ordres supérieurs, il est beaucoup moins adapté que JETPHOX pour tester voire contraindre la

pQCD. En revanche nous allons maintenant voir que ces deux programmes peuvent, ensemble, permettre d'obtenir une prédiction précise.

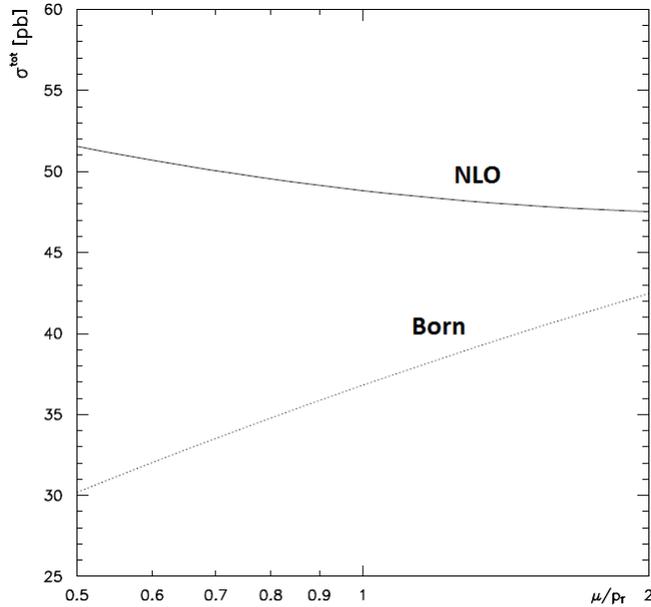


FIG. 2.5– Sensibilité de la section efficace de photons prompts (ici en collisions $e-p$) aux échelles de normalisations $\mu = \mu_R = \mu_F$ (μ varie entre $p_T^\gamma/2$ et $2 p_T^\gamma$), lorsque le calcul est mené au LO (Born) ou jusqu'au NLO (figure extraite de [93]).

Prédictions avec JETPHOX et Pythia

Comme la collaboration CMS [38, 39], nous avons choisi d'utiliser JETPHOX et Pythia de conserve, pour établir notre prédiction de photons prompts isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'idée étant de tirer profit d'une part de la précision jusqu'au NLO de JETPHOX et d'autre part des effets de l'hadronisation et de l'UE présents dans Pythia. A cet effet, nous calculerons la section efficace de photons prompts isolés au niveau partonique avec JETPHOX, puis Pythia sera utilisé pour évaluer un facteur correctif tenant compte de la perte du caractère isolé de certains photons, dû notamment à l'ajout d'énergie provenant de l'UE. Le calcul de ce facteur et la prédiction dans son ensemble seront détaillées lors du chapitre 9.

Enfin, notons que le parti pris consistant à corriger les prédictions plutôt que les résultats expérimentaux est motivé par l'exigence de présenter une mesure la plus indépendante possible de tout modèle théorique.

Ce chapitre a été l'occasion de mettre en avant le contexte physique dans lequel prend place la mesure des photons directs. Nous avons notamment souligné l'abondance de la production des photons de décroissance et de fragmentation dans les collisions p-p aux énergies du LHC. Nous avons aussi décrit différentes procédures d'isolement qui permettent de réduire efficacement ce bruit de fond. Enfin, des outils théoriques, permettant de prédire la production de photons prompts isolés ont été détaillés. Le chapitre suivant s'attachera à décrire le LHC et ALICE qui constituent le contexte expérimental général dans lequel nous réaliserons une telle mesure.

Chapitre 3

L'expérience ALICE au LHC

Ce chapitre vise à présenter le cadre global dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. Dans un premier temps, nous présenterons le grand collisionneur de hadrons du CERN (LHC) en commençant par évoquer sa genèse avant de nous pencher sur ses caractéristiques. Les différentes expériences étudiant les collisions qu'il délivre seront mises en avant ainsi que quelques uns de leurs premiers résultats. Puis nous tirerons un premier bilan de ces premières années de prises de données au LHC. Dans une seconde section nous présenterons les éléments essentiels qui constituent le corps de l'expérience ALICE à savoir la collaboration et bien sûr le détecteur. Ce dernier est couplé à un système d'acquisition performant qui permet d'étudier aussi bien les collisions p-p que les collisions Pb-Pb. Nous présenterons brièvement les sous-détecteurs d'ALICE qui ont été spécialement conçu pour pouvoir fonctionner efficacement dans les conditions de grande multiplicité qui prévalent lors de ces collisions d'ions lourds. Nous finirons ce chapitre en présentant quelques résultats marquants de l'expérience.



FIG. 3.1– Le grand collisionneur de hadrons du CERN situé de part et d'autre de la frontière franco-suisse. Son tunnel de 27 km de circonférence est représenté par le grand cercle, le cercle plus petit représente l'anneau du SpS qui fait partie de sa chaîne d'injection.

3.1 Le Large Hadron Collider

3.1.1 Bref historique

La genèse du projet ayant mené à la construction du gigantesque Large Hadron Collider (LHC, voir FIG. 3.1) ne peut être dissociée de l'histoire de l'Organisation européenne pour la Recherche nucléaire (CERN, [94]). C'est lors de la Conférence européenne de la culture tenue à Lausanne en 1949 que Louis de Broglie lança l'idée d'un laboratoire scientifique européen.

Cette idée fut concrétisée trois années plus tard par l'avènement du CERN dont le site principal se situe proche de la frontière franco-suisse sur la commune de Meyrin (canton de Genève).

Le laboratoire est placé sous l'autorité du Conseil, qui a notamment pour rôle de définir ses programmes stratégiques. Il est composé de vingt membres permanents parmi lesquels figurent les représentants des états fondateurs¹. Il accueille aussi des états membres non-européens qui possèdent un statut d'observateur comme par exemple les États-Unis et le Japon.

Les missions attribuées au CERN (consignées dans la Convention de 1953), sont l'exploitation de laboratoires, l'organisation et l'encouragement de la coopération internationale dans le domaine de la physique des hautes énergies. Concrètement, le CERN a pour mission d'encourager et d'organiser la convergence de moyens humains et financiers autour de projets technico-scientifiques d'envergure internationale. C'est la réussite de cette mission qui a permis de répondre aux besoins toujours croissants des physiciens de toutes nationalités de disposer d'accélérateurs de particules de plus en plus performants (et de plus en plus coûteux) dont le LHC est la dernière réalisation.

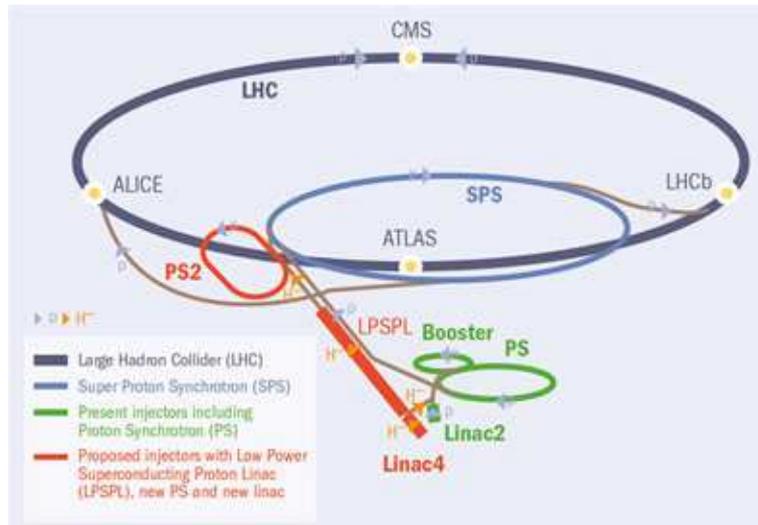


FIG. 3.2– La chaîne d'injection actuelle du LHC est composée du Booster, du Linac2 (pour les protons), du PSB (non représenté), du PS et enfin du SPS. Le Linac4 et le PS2 (en rouge) devraient, aux alentours de 2017, se substituer aux premiers éléments de cette chaîne en vue d'augmenter la luminosité du LHC.

La conception et la construction du LHC reposent grandement sur l'héritage de ses prédécesseurs. C'est en 1960 qu'est construit un synchrotron à protons (PS) d'une circonférence de 700 m, il permet d'accélérer des protons jusqu'à une énergie de 25 GeV. Puis en 1976, c'est le SPS (Super Proton Synchrotron) d'une circonférence de 7 km qui prend le relai, il porte l'énergie des protons (et anti-protons) jusqu'à 400 GeV. Ces deux accélérateurs font aujourd'hui partie de la chaîne d'injection du LHC (présentée FIG. 3.2), ils permettent de pré-accélérer les protons et les noyaux de plomb avant qu'ils ne soient injectés dans l'anneau

1. Les états membres fondateurs du CERN sont : la Belgique, le Danemark, la France, la Grèce, l'Italie, la Norvège, les Pays-Bas, l'Allemagne (RFA), le Royaume-Uni, la Suède, la Suisse et la Yougoslavie (qui a quitté le CERN en 1961)

principal où leur sera délivré l'ultime accélération. Enfin, notons que même l'anneau de 27 km de circonférence est hérité d'un précédent accélérateur : le Grand accélérateur électron-positon (LEP) qui fonctionna entre 1989 et 2000 et permit notamment de confirmer la théorie électrofaible (unification de l'interaction faible et électromagnétique) via la mesure précise de ses bosons vecteurs W^\pm [95] et Z^0 [96]. Il est d'ailleurs intéressant de noter que c'est l'introduction d'un mécanisme appelé mécanisme de Brout-Englert-Higgs-Hagen-Guralnik-Kibble qui permit d'expliquer, dans le cadre du Modèle standard, que les bosons précités puissent avoir une masse. Or l'une des principales raisons ayant motivé la conception d'un nouvel accélérateur, hadronique cette fois, fut justement la recherche de la particule associée à ce mécanisme : le boson de Higgs (dont la découverte sera discutée partie 3.1.2).

Dès 1984 l'hypothèse d'un nouvel accélérateur est évoqué pour succéder au LEP, mais ce n'est qu'en 1994 que fut définitivement approuvé le projet de construction du LHC dont le coût global se monte à 4 milliards d'euros. La construction commença en 2000 et c'est finalement le 10 septembre 2008 que des faisceaux circulèrent pour la première fois, mais ce fut pour une courte durée. En effet, le 19 septembre de la même année un incident lié à une mauvaise jonction électrique entre deux aimants a entraîné un rejet important d'hélium et de sérieux dégâts mécaniques. Ce n'est finalement qu'un an plus tard, le 23 novembre 2009, après une réparation des dégâts et un travail de sécurisation, que les premières collisions eurent lieu. Depuis, les collisions se sont enchaînées sans incidents particuliers avec, comme nous le verrons partie 3.1.3, une augmentation notable de la luminosité au cours de ces premières années de prise de données.

3.1.2 Le LHC, les expériences et leurs premiers résultats

Le LHC

Le LHC a été conçu pour délivrer des collisions entre protons (p-p) et entre ions de différentes masses, notamment des collisions entre noyaux de plomb (Pb-Pb). Mais accélérer ces hadrons jusqu'à une énergie à l'échelle du TeV, pose plusieurs problèmes. Pour atteindre une telle énergie il faut évidemment pouvoir leur fournir une longue accélération et pour cela un dispositif circulaire comme le LHC est tout indiqué. Néanmoins ce type d'accélérateur entraîne des inconvénients découlant du fait qu'il faille infléchir la trajectoire des particules (afin de les guider dans l'anneau). En effet, plus l'énergie des particules est grande plus le champ magnétique nécessaire pour les dévier devient important. Qui plus est, lorsque ces particules sont déviées, elles perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron et cela d'autant plus que leur énergie est élevée rendant d'autant plus difficile et coûteuse leur accélération. Finalement, seule la grande taille du LHC permet d'atténuer ces effets en limitant l'accélération centripète que doivent subir les particules lors de leur giration. Mais malgré l'imposant rayon de courbure du LHC, de très nombreux aimants d'une grande puissance sont nécessaires pour incurver la trajectoire des particules (notamment des protons). Ainsi donc, ce sont 1232 aimants dipolaires développant chacun un champ magnétique de 8,3 teslas qui sont disposés autour de l'anneau. Ces aimants, dont un exemplaire est visible sur la FIG. 3.3, mettent à profit le phénomène de supraconductivité leur conférant l'immense avantage d'une déperdition d'énergie nulle. En revanche, pour conserver cette propriété, ils doivent être maintenus à une température de 1,9 K soit à une température inférieure à celle qui règne dans le vide intersidéral. Cette performance est réalisée grâce à un système de refroidissement cryogénique utilisant de l'hélium liquide. Notons que d'autres aimants, quadripolaires cette fois-ci, sont utilisés afin de focaliser les faisceaux.

Un autre défi technologique fut d'obtenir un vide extrêmement poussé dans les deux tubes faisceau afin de limiter au maximum les collisions parasites entre les paquets de particules y circulant et des molécules de gaz. Des pressions inférieures à 10^{-10} mbar sont obtenues via un refroidissement à très basse température qui entraîne la condensation et la fixation des gaz sur les parois. Enfin, notons que l'utilisation du vide au LHC ne se limite pas aux tubes faisceau, il est aussi largement utilisé pour limiter l'échange de chaleur entre le système cryogénique et son environnement extérieur.



FIG. 3.3– Un des 1232 aimants dipolaires du LHC incurvant la trajectoire des particules.

Le LHC a été conçu pour accélérer des protons mais aussi des noyaux de plomb jusqu'à des énergies sans précédent, respectivement 7 TeV et 2,76 TeV par nucléon (d'autres ions de masses intermédiaires sont aussi envisagés). Ces caractéristiques sont importantes notamment car, l'énergie disponible au centre de masse de la collision sous-tend fortement la probabilité de créer des particules. Aujourd'hui, ces caractéristiques nominales n'ont pas encore été atteintes (elles devraient l'être en 2015 ou 2016), il n'en reste pas moins que le LHC a déjà établi des records dans ce domaine : $4\times$ les énergies du Tevatron en p-p et $14\times$ celles du RHIC en ions lourds. La luminosité est aussi un facteur très important pour un accélérateur de particules. Cette quantité, qui est proportionnelle au nombre de collisions par unité de temps, doit être la plus grande possible pour permettre d'observer les processus les plus rares. Et sur ce point aussi le LHC atteint des sommets pour un collisionneur. Le tableau 3.1 illustre le bond en avant qu'a permis le LHC, tant en terme d'énergie au centre de masse qu'en terme de luminosité.

	Tevatron (p- \bar{p})	LHC (p-p)	RHIC (Au-Au)	LHC (Pb-Pb)
\sqrt{s} (TeV/nucléon)	1,96	8 (14)	0,2	2,76 (5,5)
\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$3,2 \cdot 10^{30}$	$7 \cdot 10^{33}$ (10^{34})	$4,5 \cdot 10^{27}$	$5 \cdot 10^{26}$ (10^{27})

TABLE 3.1– Comparatif des performances des principaux collisionneurs en p-p (ou p- \bar{p}) et en collisions d'ions lourds, les caractéristiques nominales figurent entre parenthèses.

Les expériences du LHC

Les deux tubes faisceau se rejoignent pour délivrer des collisions aux quatre points d'interaction (FIG. 3.1) qui correspondent aux positionnements des principales expériences (FIG.

3.4) :

- **ATLAS** est un détecteur qui se distingue notamment par son gigantesque aimant toroïdal permettant de générer un champ magnétique de 8 teslas. Polyvalent, il possède dans la partie centrale un système de trajectométrie mais aussi des calorimètres électromagnétiques et hadroniques et un détecteur à muons. Conçu spécifiquement pour la recherche et l'étude du boson de Higgs produit lors des collisions proton-proton, il est aussi en mesure de tester et de contraindre les théories au-delà du modèle standard (notamment les théories supersymétriques).
- **CMS** est un détecteur aux capacités proches d'ATLAS avec qui il partage les mêmes objectifs (recherche et étude du boson de Higgs, recherche de particules supersymétriques...). Néanmoins ces deux détecteurs ont une conception très différente permettant une comparaison de leurs résultats la moins biaisée possible. CMS ainsi qu'ATLAS possèdent aussi un programme dédié à l'étude des collisions Pb-Pb et p-Pb.
- **ALICE** est dédiée principalement à l'étude du plasma de quarks et de gluons attendu lors des collisions Pb-Pb (une plus ample description d'ALICE est donnée dans la partie 3.2).
- **LHCb** est l'expérience dédiée à l'étude de la violation de la symétrie CP². Le détecteur a été conçu pour quantifier cette violation via la mesure des produits de décroissance des particules constituées de quarks *b* (en particulier le méson B). Ces particules sont produites préférentiellement vers l'avant ce qui a motivé le positionnement du détecteur (qui s'étend du point d'interaction jusqu'à 20 mètres au-delà). LHCb est notamment constitué de deux détecteurs Čerenkov permettant une identification des particules.

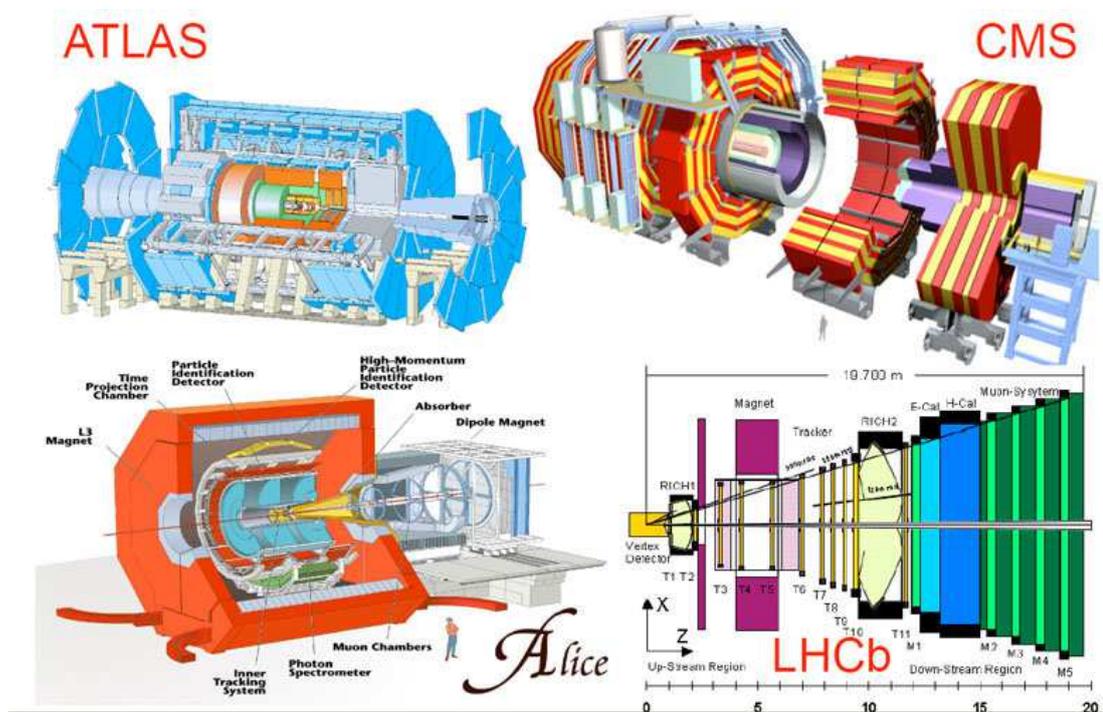


FIG. 3.4– Les quatre principales expériences du LHC.

2. La symétrie CP stipule qu'une réaction dont les coordonnées spatiales ainsi que les charges des particules impliquées sont inversées, possède les mêmes propriétés

La variété des buts poursuivis par ces 4 expériences principales font qu'elles possèdent des caractéristiques très différentes. La FIG. 3.5 montre approximativement les domaines en η et p_T couverts par ces expériences. Nous notons qu'ALICE est la seule expérience couvrant les rapidités centrales qui peut sonder les très basses impulsions transverses (jusqu'à environ 150 MeV/c). Cette performance a été rendue possible notamment grâce à son faible champ magnétique et à son faible budget matériau.

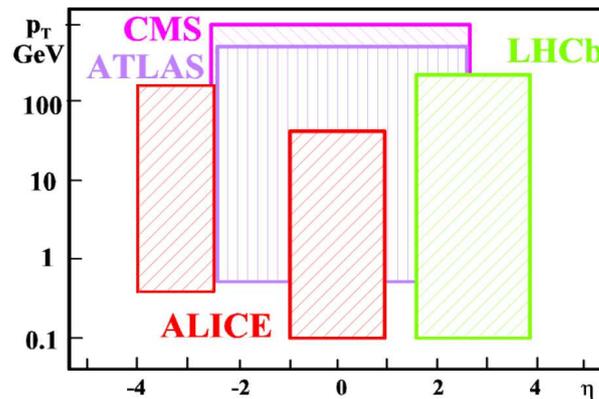


FIG. 3.5– Couverture en η et p_T des quatre principales expériences du LHC.

Enfin, il faut noter qu'il existe trois autres expériences de moindre ampleur présentes au LHC : **LHCf**, **TOTEM** et **MoEDAL**. Les deux premières s'intéressent aux particules émises à petits et très petits angles, alors que la troisième s'intéresse à la découverte d'hypothétiques monopôles magnétiques (prédites par certaines théories au-delà du modèle standard).

Quelques premiers résultats

Le résultat majeur obtenu au LHC jusqu'à présent est bien évidemment la découverte tant attendue du boson de Higgs ou tout du moins d'un boson de Higgs par les collaborations ATLAS et CMS. L'annonce le 4 juillet 2012 [97], lors d'une conférence donnée pour l'occasion, de la découverte d'une particule ayant une masse d'environ 125 GeV/c² s'apparentant au boson de Higgs [6, 7], a eu un retentissement mondial.

La FIG. 3.6 synthétise les résultats obtenus par les deux expériences dans leur mesure du Higgs via l'étude de différents canaux de désintégration. En moyenne CMS observe un signal légèrement inférieur à celui prédit par le Modèle standard et ATLAS un signal légèrement supérieur. Néanmoins, ces résultats sont dans l'ensemble remarquablement compatibles avec la découverte d'un boson de Higgs « standard », même si seule une mesure plus précise de chaque canal de désintégration permettra d'en avoir la preuve (nécessitant la collecte de plus de données).

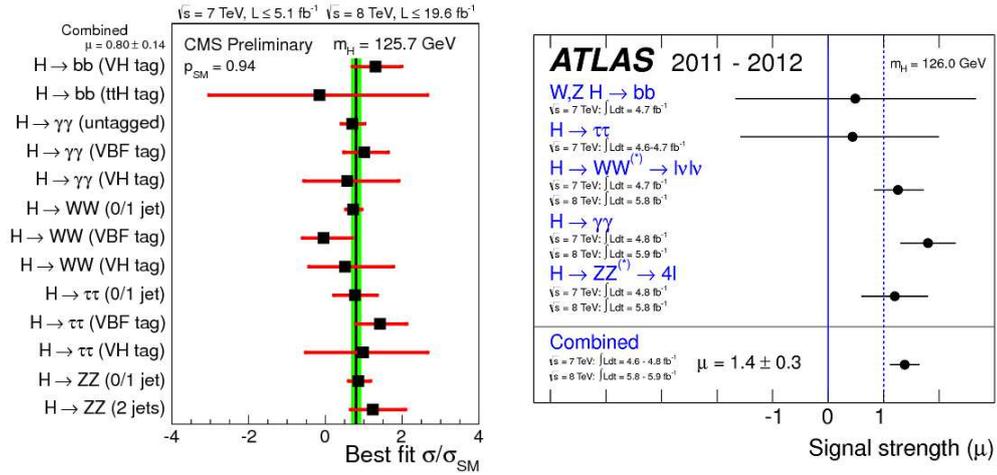


FIG. 3.6– Rapport entre la force du signal pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs mesuré et celle attendue pour un boson de Higgs « standard ». Les résultats de CMS, à gauche, portent sur l’ensemble des données p-p 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) et 2012 ($\sqrt{s} = 8$ TeV) alors que ceux d’ATLAS n’intègrent pas la totalité des données accumulées en 2012.

Parmi les nombreux résultats obtenus par les expériences du LHC, nous pouvons mettre en avant l’observation faite par LHCb, d’une nouvelle différence entre matière et antimatière [98]. Cette violation de la symétrie CP a été mise en avant pour la toute première fois pour le méson B_s^0 (état lié entre un antiquark beau et un quark étrange) via son canal de désintégration $B_s^0 \rightarrow K^\pm + \pi^\mp$ comme l’illustre la FIG. 3.7.

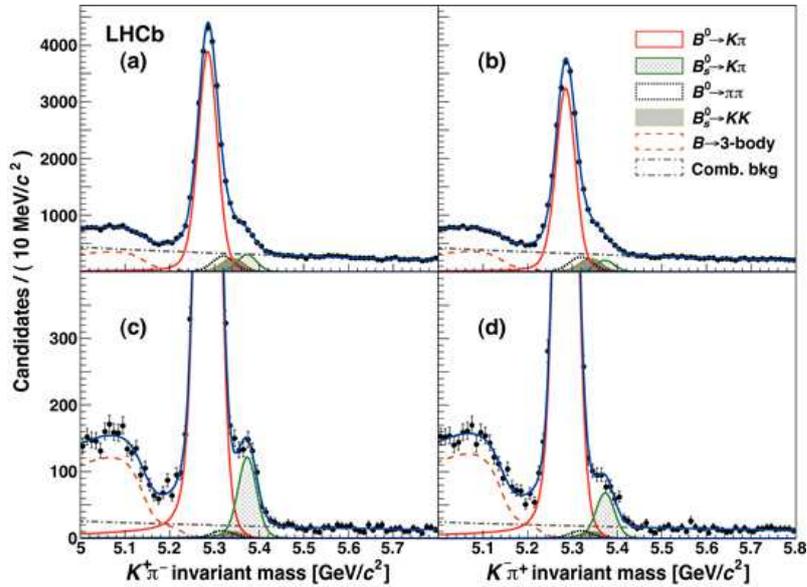


FIG. 3.7– Distributions en masse invariante combinant K^+ et π^- (à gauche) et K^- et π^+ (à droite). Les histogrammes du haut mettent en avant une asymétrie dans la désintégration $B^0 \rightarrow K^\pm + \pi^\mp$ (courbes rouges). Ceux du bas (zoomés) permettent de mettre en évidence une asymétrie similaire pour la désintégration du B_s^0 (courbes vertes).

Quelques-uns des premiers résultats d'ALICE seront présentés dans la section suivante (partie 3.2.3).

3.1.3 Premier bilan du run 1 (2009-2013)

C'est le 14 février 2013 que l'extraction des faisceaux du LHC a eu lieu, mettant ainsi fin à trois années fructueuses de prise de données. Le tableau 3.2 dresse un bilan des collisions délivrées par le LHC durant cette première longue période de prise de données appelé run 1. La très bonne performance du LHC durant cette période s'est traduite par une montée en luminosité plus rapide que prévue. Ainsi, les expériences pouvant accepter une très haute luminosité (ATLAS et CMS) se sont chacune vue délivrer pour la seule année 2012 une luminosité intégrée de $23,3 \text{ fb}^{-1}$ soit l'équivalent d'environ $5 \cdot 10^{15}$ collisions proton-proton. L'expérience ALICE, du fait de la présence d'une chambre à projection temporelle (qui limite la rapidité du système d'acquisition), ne peut supporter une telle luminosité. Ainsi, pour limiter le taux d'empilement ne devienne pas un problème rédhibitoire, un léger déplacement du faisceau est opéré afin de diminuer la luminosité. Notons aussi qu'en novembre 2010 et 2011, deux périodes d'un mois ont été consacrées aux collisions Pb-Pb. Enfin, les collisions p-Pb qui eurent lieu début 2013 vinrent clôturer ce run 1.

système ($\sqrt{s_{NN}}$)	année	ALICE	ATLAS	CMS	LHCb
p-p (2,76 TeV)	2011	53 nb^{-1}	324 nb^{-1}	345 nb^{-1}	538 nb^{-1}
p-p (2,76 TeV)	2013	129 nb^{-1}	$5,03 \text{ pb}^{-1}$	$5,41 \text{ pb}^{-1}$	$4,19 \text{ pb}^{-1}$
p-p (7 TeV)	2010	$0,7 \text{ pb}^{-1}$	48 pb^{-1}	48 pb^{-1}	40 pb^{-1}
p-p (7 TeV)	2011	$4,84 \text{ pb}^{-1}$	$5,32 \text{ fb}^{-1}$	$5,37 \text{ fb}^{-1}$	$1,17 \text{ fb}^{-1}$
p-p (8 TeV)	2012	$9,88 \text{ pb}^{-1}$	$23,3 \text{ fb}^{-1}$	$23,3 \text{ fb}^{-1}$	$2,19 \text{ fb}^{-1}$
Pb-Pb (2,76 TeV)	2010	$9 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$	$10 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$	$9 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$	0
Pb-Pb (2,76 TeV)	2011	$144 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$	$168 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$	$150 \text{ } \mu\text{b}^{-1}$	0
p-Pb (5,02 TeV)	2013	$31,9 \text{ nb}^{-1}$	$31,2 \text{ nb}^{-1}$	$31,7 \text{ nb}^{-1}$	$2,12 \text{ nb}^{-1}$

TABLE 3.2– Luminosité intégrée délivrée par le LHC aux différentes expériences durant le run 1. Plusieurs systèmes (p-p, Pb-Pb et p-Pb) et différentes énergies ont pu être utilisés.

3.2 A Large Ion Collider Experiment

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est une expérience principalement conçue pour l'étude d'un nouvel état de la matière appelé plasma de quarks et de gluons (QGP) pouvant être obtenu lors de collisions d'ions lourds. L'étude de cette phase soumise à l'interaction forte, permettra de mieux comprendre la QCD et devrait mettre en avant une restauration de la symétrie chirale [99]. C'est par l'étude de collisions Pb-Pb jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \text{ GeV}$ au SPS, qu'apparurent les premiers signes d'un nouvel état de la matière nucléaire [100]. La caractérisation de ce milieu et plus globalement l'étude du diagramme de phase de la matière nucléaire (FIG. 3.8) devinrent alors un objectif repris par les différentes expériences du RHIC³ et par ALICE aujourd'hui.

3. Le Relativistic Heavy Ion Collider se situe au Laboratoire national de Brookhaven (NY, USA), il compte 4 expériences principales : STAR, PHENIX, PHOBOS et BRAHMS, les deux premières sont toujours opérationnelles alors que PHOBOS et BRAHMS ont cessé leurs activités respectivement en 2005 et 2006.

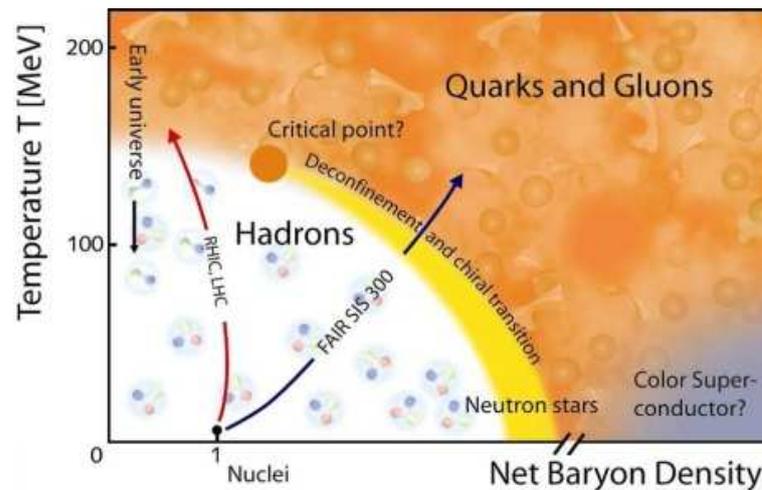


FIG. 3.8– Diagramme de phase de la matière nucléaire. Les températures atteintes lors des collisions Au-Au au RHIC et Pb-Pb au LHC sont suffisantes pour faire entrer la matière nucléaire dans une phase déconfinée de partons.

C'est d'abord l'augmentation de la production de particules étranges, attendue comme un signe de la création d'un PQG [101], qui a fortement influencé la conception d'ALICE et son système de trajectométrie central. La suppression de la production du J/ψ , prédite comme pouvant être une deuxième conséquence observable de la création d'un QGP [102], fut elle à l'origine de l'ajout du spectromètre à muon. Finalement, ce sont principalement les résultats récents du RHIC, mis en service en 2000, qui plaidèrent pour l'ajout tardif du calorimètre électromagnétique EMCal [103]. En effet, l'étude des particules produites dans les collisions Au-Au a permis de mettre en avant un phénomène d'atténuation des jets [49] ajouté à un comportement hydrodynamique quasi-parfait de l'expansion de la « boule de feu » formée lors de la collision entre les noyaux [45–48]. Ces deux observations ont été attribuées à la présence d'un QGP⁴. Le calorimètre EMCal d'ALICE a donc pour premier but de continuer ces études aux énergies plus grandes du LHC (jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV).

Les premiers résultats d'ALICE ont mis en avant que le milieu créé au LHC est plus volumineux, plus chaud et vit plus longtemps que celui créé au RHIC [10]. Ces grandes énergies aux centres de masse, atteintes par le LHC, permettent aussi d'accroître de façon significative la section efficace des processus durs. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 1, ces derniers mènent à la production de jets et de photons qui constituent des sondes précieuses permettant d'étudier le QGP. Ainsi, une étude la plus complète possible du milieu créé, passe aussi bien par la mesure des particules de basses énergies où résident les effets collectifs attribuables à la création du milieu, qu'à la mesure de particules de plus haute énergie.

ALICE possède une grande variété de sous-détecteurs (3.2.2) lui permettant de mesurer les différents effets que la présence d'un QGP induit sur la production des particules lors des collisions Pb-Pb. Par ailleurs, ALICE possède une polyvalence lui permettant aussi d'étudier les collisions p-p et p-Pb. Les collisions p-p constituent en une ligne de base avec laquelle il est possible de quantifier les effets collectifs observés lors des collisions plomb-plomb. Les collisions

4. où du moins à la présence d'une phase déconfinée de partons

PWG	thématique physique
PWG-CF	flot elliptique et corrélations
PWG-DQ	dileptons et quarkonia
PWG-GA	photons et mésons neutres
PWG-HF	saveurs lourdes
PWG-JE	jets
PWG-LF	saveurs légères
PWG-PP	performances physiques
PWG-UD	ultra-périphérique et diffraction

TABLE 3.3– Différents groupes de travail présents au sein d’ALICE.

3.2.2 Les sous-détecteurs d’ALICE

La FIG. 3.10 donne une vue d’ensemble d’ALICE qui est notamment composé d’un tonneau central utilisé pour la trajectométrie, la calorimétrie et l’identification des particules (sous-détecteurs 1 à 8). Cette partie centrale est entourée par un aimant solénoïde développant un champ magnétique de 0,5 teslas (qui fut auparavant utilisé lors de l’expérience L3 [104]). ALICE possède aussi un spectromètre à muon (composé des éléments 11 à 15) qui selon le système de coordonnées en vigueur dans ALICE se situe à $z < 0$ (l’axe z étant défini selon la direction du faisceau, et l’origine du repère est le point d’interactions).

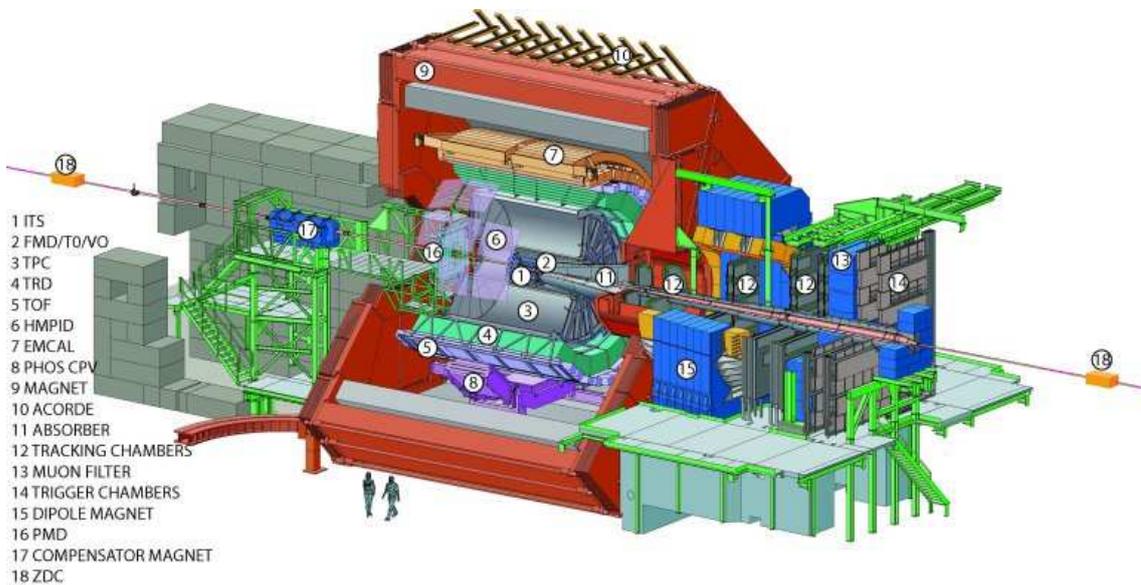


FIG. 3.10– Vue schématique d’ALICE et ses différents sous-détecteurs.

Avant d’entrer dans le détail de chacun des sous-détecteurs, il faut remettre en perspective le contexte physique dans lequel ils doivent évoluer. La FIG. 3.11 illustre la grande multiplicité (nombre de particules produites dans l’état final) qui résulte des collisions d’ions lourds les plus centrales (lorsque la surface de recouvrement des noyaux est maximale). Pouvoir reconstruire et mesurer précisément les caractéristiques de toutes ses particules simultanément font partie

des contraintes les plus importantes à relever lors de la conception d'ALICE. Ainsi, en se basant sur les prédictions les plus extrêmes disponibles à l'époque de la conception, les différents sous-détecteurs d'ALICE ainsi que le système d'acquisition (qui sera décrit au chapitre 5) furent dimensionnés pour travailler dans un environnement allant jusqu'à 8000 particules chargées par unité de rapidité (dans la partie centrale). Les véritables multiplicités mesurées depuis (environ 2000 en collisions Pb-Pb centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV) permettent de penser que les performances d'ALICE seront largement suffisantes pour mesurer les futures collisions à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV.

Le système de trajectométrie central

Contrairement aux expériences ATLAS et CMS, ALICE est particulièrement intéressé par les particules de basse impulsion car c'est principalement là que sont attendus les effets liés à la présence d'un plasma de quarks et de gluons. Ainsi, ALICE possède un système de trajectométrie central (**CTS**) très performant qui permet de reconstruire précisément la trajectoire des particules chargées (illustré FIG. 3.11) qui sont courbées par le champ magnétique. L'ensemble de ce dispositif permet à ALICE de mesurer l'impulsion des particules chargées dans une large gamme en impulsion, allant d'environ 100 MeV/c jusqu'à 100 GeV/c et ce dans un intervalle $|\eta| < 0,9$. Le trajectromètre peut être scindé en deux parties :

- Le système de trajectométrie interne (**ITS**) est disposé très proche du point d'interaction afin notamment de déterminer précisément la position du vertex primaire (précision d'environ 100 μm). L'ITS est composé de 6 couches de détecteurs silicium comme l'illustre la FIG. 3.12. Les deux premières sont formées de détecteurs pixels de très haute granularité (5000 pixels par cm^2). Ces premières couches sont situées à 3,9 et 7,6 cm du faisceau constituent le SPD. Les deux couches suivantes (SDD) sont situées à 15 et 23,9 cm et sont composées de détecteurs à dérive. Enfin, les deux couches les plus externes (SSD) situées à 38 et 43 cm sont des détecteurs disposés en bandes.

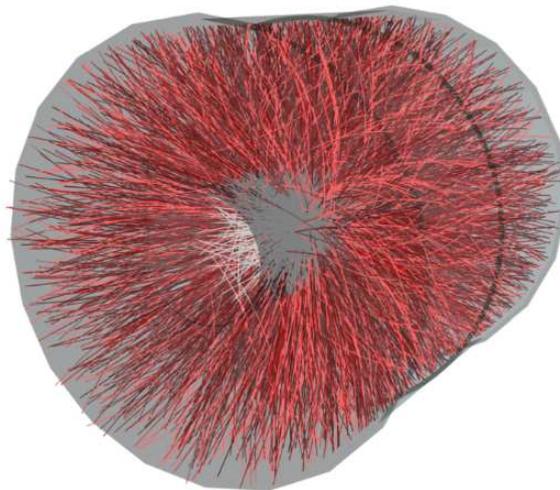


FIG. 3.11– Reconstitution de la trajectoire des particules chargées mesurées dans le système de trajectométrie central d'ALICE lors d'un événement Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV.

- La chambre à projection temporelle (**TPC**) est la partie principale du CTS d'ALICE, elle consiste en une enceinte cylindrique remplie de gaz (Ne, CO_2 et N_2) possédant un rayon interne de 85 cm, un rayon externe de 2,5 m et une longueur de 5 m. Les charges

induites par le passage des particules chargées dans l'enceinte dérivent sous l'effet du champ électrique de 100 kV (le temps de dérive maximal est d'environ 90 μ s) puis elles sont collectées dans des chambres proportionnelles multi-fils placées latéralement. La TPC permet d'augmenter la précision dans la détermination du vertex primaire, mais elle permet aussi de déterminer la position de vertex secondaires.

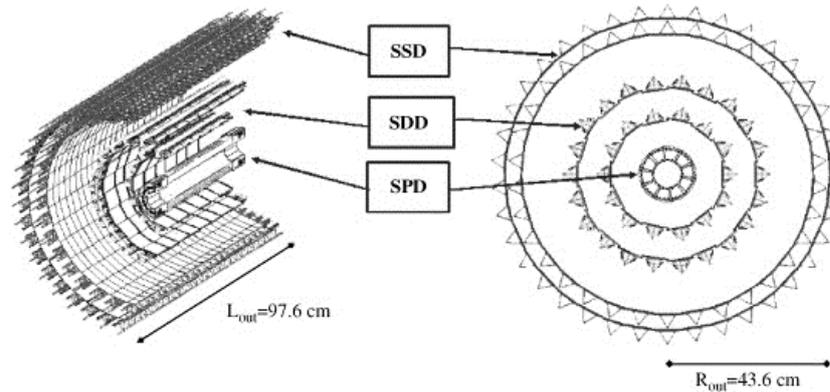


FIG. 3.12– Le système de trajectométrie interne d'ALICE et ses 6 couches de détecteurs silicium.

Comme nous allons le voir, le détecteur ALICE a été doté d'outils particulièrement performants pour identifier les particules. Le CTS prend lui même part à cette identification en évaluant la perte d'énergie spécifique (dE/dx) qui, comme l'illustre la FIG. 3.13 (histogramme de gauche), permet une discrimination entre pions ($\pi^+ \pi^-$) et électrons ($e^+ e^-$).

Les détecteurs permettant l'identification des particules

L'identification des particules dans ALICE s'appuie sur l'information de la perte d'énergie apporté par le CTS, mais elle se base aussi sur les mesures de plusieurs instruments complémentaires, tirant chacun profit de phénomènes physiques différents :

- Le **TRD** mesure le rayonnement émis lorsqu'une particule passe d'un milieu à un autre permettant de contraindre sa masse. En effet, la mesure de l'angle d'émission de ce rayonnement permet cette évaluation car il est de l'ordre d' $1/\gamma$ avec $\gamma = 1 + \frac{p}{mc}$ (p et m étant respectivement l'impulsion et la masse de la particule et c la vitesse de la lumière dans le vide).
- Le **HMPID** utilise quant à lui le rayonnement Čerenkov émis lorsque une particule traverse un milieu homogène à une célérité supérieure à celle qu'a la lumière dans ce même milieu. Ce rayonnement est émis à un angle θ lié à sa vitesse : $\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}$ (n étant l'indice de réfraction du milieu).
- Le **TOF** mesure le temps de vol des particules qui est bien entendu lié à la vitesse β de la particule. La FIG. 3.13 (histogramme de droite), montre que la mesure du temps de vol apporte une discrimination forte aux basses impulsions.

C'est finalement la combinaison des différentes informations provenant de tous ces sous-détecteurs qui permet l'identification des particules dans ALICE.

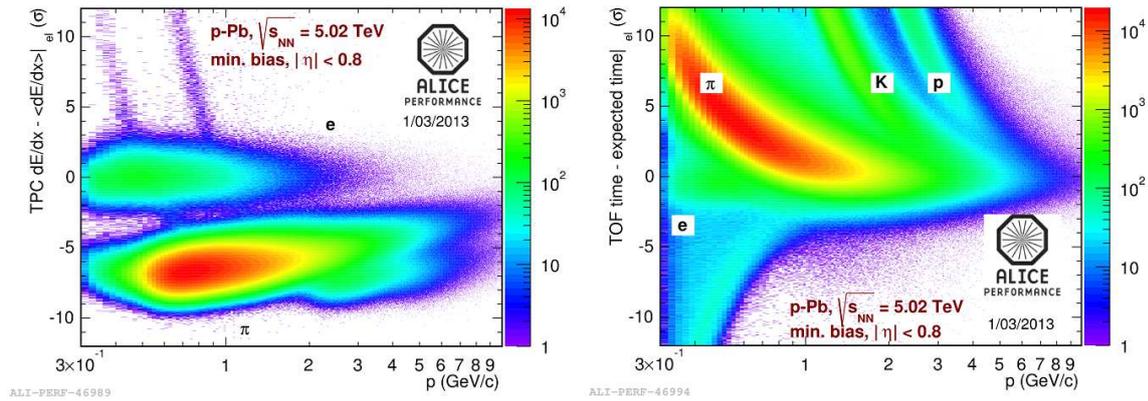


FIG. 3.13– Illustration des capacités d’ALICE pour l’identification des particules (ici lors de collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV). A gauche : mesure par le CTS de la perte d’énergie spécifique des particules (à laquelle a été retranchée la valeur de la perte d’énergie moyenne pour l’électron) en fonction de leur impulsion. A droite : mesure par le TOF du temps de vol des particules (auquel a été retranché le temps de vol théorique d’un électron) en fonction de leur impulsion.

Les calorimètres électromagnétiques

Les mesures des photons, des électrons et d’autres particules comme les π^0 et η peuvent être réalisées à l’aide des deux calorimètres électromagnétiques :

- **EMCal** est un calorimètre à échantillonnage, chacun de ces 12288 modules est composé d’un sandwich alternant couches de plomb et couches de scintillateur pour un budget matériau global faisant 20 longueurs de radiation. La taille de ses modules est de 6×6 cm pour un rayon de Molière de 3,2 cm. Son acceptation est de 110 degrés en ϕ et il couvre $|\eta| < 0.7$. EMCal permet de mesurer photons et électrons dans une gamme d’énergie allant de ~ 100 MeV à ~ 100 GeV. Il offre aussi une complémentarité avec le CTS permettant une mesure précise des jets (en mesurant notamment les π^0), ce qui doit notamment permettre une étude poussée du phénomène d’atténuation des jets en collisions Pb-Pb [105]. Une présentation plus détaillée de ce calorimètre sera donné au chapitre suivant.
- **PHOS** est un calorimètre (ou spectromètre) électromagnétique qui compense sa faible acceptation ($|\eta| < 0.12$ et $\Delta\phi = 60$) par une mesure de grande précision. Il est composé de trois modules regroupant chacun 3584 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Ce matériau à l’avantage de posséder un rayon de Molière très faible (2 cm) permettant de tirer pleinement profit de la très bonne granularité du calorimètre ($2,2 \times 2,2$ cm). Ces caractéristiques permettent une très bonne séparation entre les π^0 et les photons jusqu’à des énergies d’environ 60 GeV. PHOS possède aussi une très bonne résolution en énergie : $(3,3\%/\sqrt{E} + 1,1\%)$ et devrait notamment permettre une mesure précise des photons thermiques [105].

A noter que ces deux calorimètres vont être bientôt complétés par un troisième nommé **DCAL** qui est actuellement en cours d’installation et sera opérationnel lors de la prochaine campagne de prise de données prévue pour 2015. Sa conception a été largement calquée sur celle d’EMCal et il possède ainsi des caractéristiques similaires. En revanche, comme nous le

montre la FIG. 3.14, il sera positionné à l'opposé de ce dernier ce qui permettra notamment d'améliorer sensiblement la mesure des événements jet-jet et photon-jet.

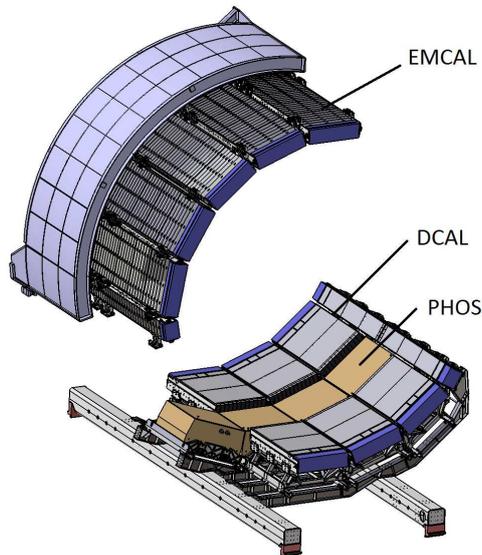


FIG. 3.14– Les calorimètres électromagnétiques d'ALICE : EMCAL, DCAL et PHOS.

Les détecteurs à grande rapidité

En plus des détecteurs couvrant la région centrale que nous venons de décrire, ALICE dispose de plusieurs détecteurs permettant des mesures à grande rapidité :

- Le **V0** est composé de deux hodoscopes (V0A et V0C) constitués chacun d'une rangée de scintillateurs en plastique reliés à des photomultiplicateurs par des fibres optiques. La lumière de scintillation émise lors du passage des particules dans le plastique y est ainsi convertie en signal électrique. Ces hodoscopes, qui couvrent respectivement des domaines $-3,7 < \eta < -1,7$ et $2,8 < \eta < 5,1$, sont utilisés pour le déclenchement de biais minimum en p-p et Pb-Pb. Ils sont aussi utilisés par les classes de déclencheurs centrale et semi-centrale.
- Le **T0** est composé de deux détecteurs Čerenkov permettant ensemble de couvrir les domaines $-3,28 < \eta < -2,97$ et $4,61 < \eta < 4,92$. Le T0 permet de déterminer l'instant, avec une précision d'environ 50 ps, auquel a eu lieu la collision. Cette information est notamment utilisée par le TOF qui mesure le temps de vol. Enfin, le T0 offre la possibilité de contraindre la position du vertex ce qui est mis à profit par certaines classes de déclenchement pour diminuer la contamination provenant de collisions parasites.
- Le **FMD** est un détecteur composé de 51200 bandes de silicium réparties sur 5 anneaux couvrant les régions $-3,4 < \eta < -1,7$ et entre $1,7 < \eta < 5$. Son rôle principal est d'évaluer la multiplicité des particules chargées. Ainsi, il complète parfaitement les détecteurs centraux qui s'acquittent de cette tâche dans la région $|\eta| < 1,98$. Le FMD est également utilisé pour déterminer le plan de réaction de la collision.
- Le **PMD** permet d'évaluer la multiplicité et la distribution spatiale des photons dans la région $2,3 < \eta < 3,7$. Ce détecteur mesure la pré-gerbe électromagnétique qui se crée lorsque le photon traverse une plaque prévu à cet effet (elle possède un budget matériau correspondant à 3 longueurs de radiation). Pour se faire le PMD dispose de pas moins de 221184 compteurs proportionnels à gaz miniatures disposés en nid d'abeille. Il faut

aussi noter la présence de deux détecteurs plans : le premier, placé devant le dispositif, permet de repérer les particules chargées et le second est utilisé pour l'identification des photons.

- Le **ZDC** est un détecteur permettant notamment d'estimer la centralité d'une collision d'ions lourds. Il est composé de plusieurs calorimètres : deux calorimètres hadroniques positionnés à 116 m du point d'interaction permettant de mesurer des protons et des neutrons à des angles très proches de 0 degré mais aussi deux petits calorimètres électromagnétiques positionnés quant à eux à une distance de 7 m. Les premiers permettent de mesurer l'énergie des nucléons spectateurs en Pb-Pb alors que les seconds aident à discriminer entre évènements périphériques et centraux en mesurant l'énergie des particules électromagnétiques produites vers l'avant (provenant majoritairement des photons de décroissances des π^0). Le ZDC permet aussi une estimation du plan de réaction de l'évènement et participe aussi système de déclenchement lors des collisions Pb-Pb.

Le spectromètre à muons

ALICE possède un spectromètre à muons placé à l'arrière ($-4,0 < \eta < -2,5$) qui est notamment destiné à la mesure des résonances ρ , ω , ϕ , J/Ψ et Υ via leur canal de décroissance $\mu^+\mu^-$. Ce spectromètre est composé de différents éléments (FIG. 3.15) :

- Un absorbeur principal est placé à l'avant du détecteur, il mesure plus de 4 m et permet une très bonne absorption des hadrons, des photons et des électrons. Il est composé majoritairement de carbone et de béton permettant de limiter la diffusion multiple et la perte d'énergie des muons.
- Des chambres de trajectométrie permettent de mesurer précisément la trajectoire des muons. Elles sont réparties entre 5 stations, quatre sont situées de part et d'autre de l'aimant, et la cinquième est placée au sein même de l'aimant dipolaire. La précision de chacune de ces chambres sur la détermination de la position de l'impact du muon est de l'ordre de 100 μm . Cette précision permet d'avoir une résolution en masse correcte (environ 70 MeV/c^2 au niveau de la masse du J/Ψ), ce qui est indispensable pour séparer les différentes résonances.
- Le déclencheur est placé derrière un mur de fer permettant d'absorber les particules secondaires produites lors de l'interaction des muons avec l'absorbeur ou avec les chambres. Ce déclencheur possède deux modes paramétrables permettant d'initier la prise de données lors d'évènements de basses ou de hautes impulsions transverses. Pour chacun de ces modes est fournie des informations sur l'évènement permettant de définir différente classe de déclencheur qui seront utilisées pour différents types d'analyse. Ces informations sont basées sur le nombre de muons (au moins un ou au moins deux) et sur leur charge (au moins une paire de $\mu^+\mu^-$, ou au moins deux muons de charges identiques dans l'évènement).

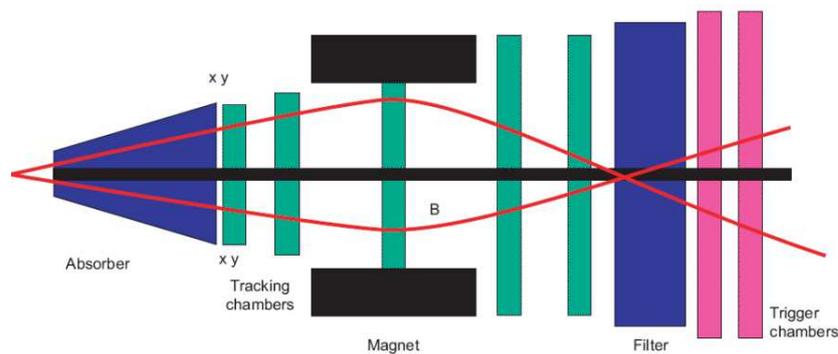


FIG. 3.15– Schéma du spectromètre à muons d'ALICE. Il est composé d'un absorbeur permettant d'arrêter la plupart des particules mis à part les muons. Ensuite, les chambres de trajectométrie associées à l'aimant permettent de mesurer leur impulsion et enfin, un déclencheur disposé derrière un mur de fer (qui permet de notamment de stopper les particules secondaires), permet une pré-sélection des événements.

Enfin, soulignons la présence du détecteur **ACORDE** qui est destiné à être utilisé hors des périodes de collisions. En effet, il permet en association avec la TPC le TRD et le TOF de mesurer des rayons cosmiques de grande énergie.

3.2.3 Les premiers résultats

Beaucoup de mesures ont déjà été réalisées par ALICE suite aux collisions enregistrées lors du run 1. Il reste néanmoins de nombreuses analyses en cours, faisant que l'exploitation de ces premières données est loin d'être terminée. Deux des premiers résultats d'ALICE les plus intrigant sont ici reportés.

Suppression du J/ψ en collisions Pb-Pb

Le J/ψ est composé d'une paire $c\bar{c}$, il peut être créé lors de processus durs. Sa suppression dans les collisions d'ions lourds a été prédite comme étant un signe de la création d'un QGP dans les tous premiers instants de la collision [102]. Ce milieu dissocierait la paire avant qu'elle n'ait pu s'en extraire diminuant ainsi la production de ces quarkonia. Cette suppression a par la suite été confirmée expérimentalement au SpS [106], au RHIC [107] et aujourd'hui au LHC [108]. La FIG 3.16 met en avant cette suppression quantifiée par le facteur de modification nucléaire en fonction ici de la multiplicité en particules chargées de l'évènement (plus celle-ci est grande, plus la collision est centrale). Les mesures de PHENIX montrent clairement que cette suppression s'accroît (le R_{AA} diminue) avec la centralité c'est-à-dire que la suppression est plus forte là où on s'attend à la création d'un milieu déconfiné le plus étendu. En revanche, le résultat d'ALICE (qui est certes obtenu dans une région en rapidité différente) semble indiquer une stabilité de la suppression vis-à-vis de la centralité. Cette observation ouvre la porte à beaucoup d'hypothèses mais beaucoup y voient l'œuvre d'un mécanisme de combinaison (appelé aussi recombinaison ou encore régénération) : des quarks charme pourraient ainsi se combiner en J/ψ au sein même du QGP venant contrebalancer le mécanisme de dissociation [109, 110].

FIG. 3.16– Facteurs de modifications nucléaire du J/ψ mesurés à PHENIX et à ALICE en fonction de la multiplicité de particules chargées de l'évènement (figure extraite de [108]).

Étranges corrélations en collisions p-Pb

Alors que les collisions Pb-Pb doivent permettre de créer et d'étudier le QGP, les collisions p-Pb ont surtout vocation à étudier les effets liés à la présence de matière nucléaire froide. La création d'une phase déconfinée n'est pas attendue dans ces collisions ce qui permet de leur conférer un rôle de référence (vis-à-vis des collisions Pb-Pb). Néanmoins, des résultats récents sur l'étude de corrélations semblent remettre en cause cette vision des choses.

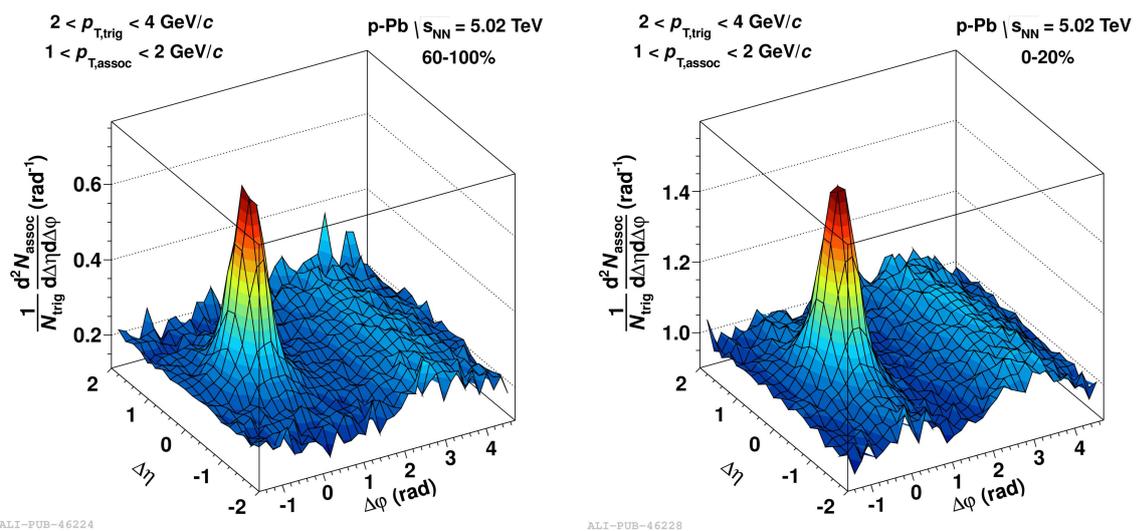


FIG. 3.17– Taux de production de particules ayant $1 < p_T < 2$ GeV/c corrélée à la mesure d'une particule ayant $2 < p_T < 4$ GeV/c (figure extraite de [111]).

La FIG. 3.17 montre le taux de production de particules associées à la mesure d'une particule de référence en collisions p-Pb. Alors que le pic principal situé à $\Delta\eta \sim 0$ et $\Delta\phi \sim 0$ s'interprète facilement par la contribution des particules associées au même jet dont est issu la particule de référence et que la corrélation à grand η visible à $\Delta\phi \sim \pi$ s'explique par la production de particules issues du jet partenaire (qui, dans le cadre d'un processus dur $2 \rightarrow 2$, a la propriété d'être opposé en ϕ mais pouvant être produit à une rapidité très différente dû à un effet de boost relativiste), un effet très surprenant est observé dans les collisions centrales (figure de droite). En effet, nous pouvons voir une corrélation à grand η pour $\Delta\phi \sim 0$ dont l'origine demeure inexplicée actuellement. Une telle corrélation s'apparente fortement à un comportement hydrodynamique, ce qui peut être interprété comme résultant de la création d'une phase déconfinée de partons. Or, avant ces résultats, la création d'un QGP en p-Pb restait une hypothèse marginale dans la communauté des théoriciens. Ainsi, cette observation spectaculaire qui fait suite à une observation similaire réalisée par CMS [112], a relancé un vif débat (il existe d'autres interprétations ne faisant pas appel à la création d'un QGP) dont l'issue ne pourra qu'être bénéfique à la compréhension des phénomènes collectifs observés lors les collisions p-Pb mais aussi Pb-Pb.

Nous avons présenté dans ce chapitre le LHC et les différentes expériences qui lui sont associées en mettant en avant quelques uns de leurs résultats les plus saillants. Nous avons en particulier présenté la collaboration et le détecteur ALICE qui constituent le cadre de ce travail de thèse. Nous avons aussi détaillé le rôle des différents sous-détecteur qui le compose. Le prochain chapitre nous permettra de décrire de façon plus approfondie le fonctionnement et les caractéristiques du calorimètre électromagnétique EMCal qui est au cœur de la mesure des photons prompts isolés, objet principal de cette thèse.

Chapitre 4

Le calorimètre électromagnétique EMCal

Dans ce chapitre nous présenterons EMCal le calorimètre électromagnétique d'ALICE. Tout d'abord nous mettrons en avant les différents aspects relatifs à la calorimétrie électromagnétique. La seconde partie sera dédiée à la description d'EMCal, ses caractéristiques, ses procédures d'étalonnage et les précisions atteintes par ce détecteur seront notamment présentées. Finalement, nous conclurons ce chapitre en montrant quelques-unes de ses performances réelles, obtenues lors des premières prises de données, qui mettront notamment en avant sa complémentarité avec le CTS d'ALICE.

4.1 La calorimétrie électromagnétique

Les calorimètres électromagnétiques permettent avant tout de mesurer l'énergie et la position de photons et d'électrons¹ en absorbant la totalité de leur énergie. Généralement segmentés dans le plan transverse aux particules incidentes (parfois aussi dans le plan longitudinal), ces calorimètres utilisent des matériaux possédant un grand Z qui, comme nous le verrons, offrent beaucoup d'avantages pour mesurer ces particules électromagnétiques. En revanche, les hadrons perdent plus facilement leur énergie lorsqu'ils traversent un matériau ayant un noyau léger, se faisant, ce sont des calorimètres d'un genre différent (dits hadroniques) qui leur sont dédiés. ALICE ne disposant pas d'un tel instrument (au contraire d'ATLAS et CMS), c'est sur la problématique de la mesure des électrons et photons de grande impulsion transverse que nous nous pencherons. Nous commencerons par regarder leurs interactions avec la matière (partie 4.1.1) puis, nous nous intéresserons aux principes et aux solutions techniques permettant de déterminer l'énergie et la position de ces particules (partie 4.1.2).

4.1.1 Interactions des photons et des électrons avec la matière

La FIG. 4.1 donne la section efficace des différentes interactions des photons avec le carbone (en haut) et le plomb (en bas). Nous notons que sur l'ensemble de la gamme d'énergie, le photon interagit préférentiellement dans le matériau de grand Z . En particulier, au-delà de 100 MeV, la section efficace d'interaction des photons atteint un plateau qui est plus de 100 fois supérieur lorsque le matériau traversé est du plomb. Notons que dans cette région, c'est le processus de création de paires (κ) qui prédomine. Le photon va ainsi interagir avec le champ électrostatique du noyau (κ_{nuc}) voire avec celui d'un électron (κ_e) et convertir en deux électrons : $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

1. nous regroupons sous cette appellation aussi bien les électrons de charges négatives e^- que les positons e^+ qui possèdent des caractéristiques très proches lorsqu'ils interagissent à grande énergie

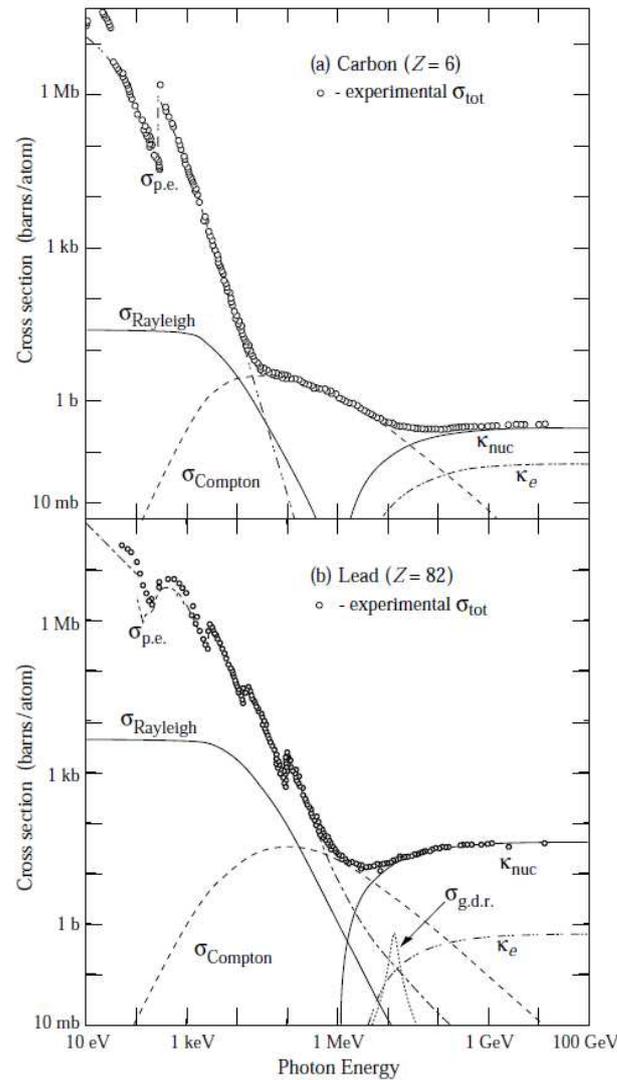


FIG. 4.1– Section efficace totale d’interaction des photons avec le carbone et le plomb. et la contribution des différents processus. L’effet photo-électrique domine à basse énergie, l’effet Compton aux énergies intermédiaires et enfin la création de paires aux énergies les plus grandes (figure extraite de [11])

Les électrons perdent rapidement leur énergie dans les matériaux de grand Z car ceux-ci favorisent le phénomène d’ionisation (entraînant la création d’une paire électron/ion) mais aussi parce qu’ils rendent plus probable l’émission par l’électron d’un rayonnement de freinage nommé aussi bremsstrahlung : $e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$. La FIG. 4.2 montre qu’au-delà de 100 MeV, ce processus est responsable de l’essentiel des pertes d’énergie des électrons dans le plomb. Finalement, en combinant les comportements des photons et des électrons lorsqu’ils traversent des matériaux de grand Z , on comprend qu’un électron ou un photon de grande énergie va engendrer une cascade de particules aussi appelée gerbe électromagnétique dont une illustration est donnée par la FIG. 4.3. Cette cascade termine son développement lorsque les énergies des

particules deviennent de l'ordre de grandeur de l'énergie critique qui vaut :

$$E_c \simeq \frac{500 \text{ MeV}}{Z} \quad (4.1.1)$$

E_c correspond à l'énergie en deçà de laquelle les électrons perdent autant d'énergie par rayonnement de freinage que par ionisation. A ces énergies, les particules sont rapidement absorbées par le milieu : les photons terminent généralement leur vie avec un effet photo-électrique et les électrons provoquent une série d'ionisations avant d'être thermalisés (ou avant de s'annihiler $e^+ + e^- \rightarrow \gamma\gamma$ pour les positons).

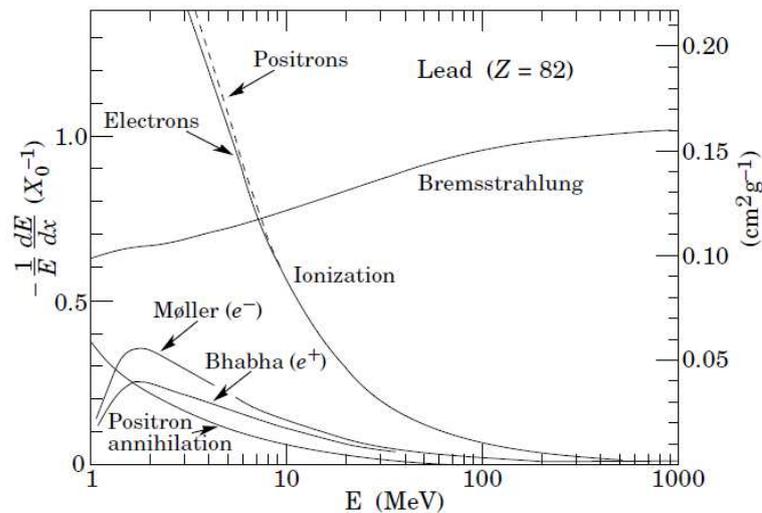


FIG. 4.2– Perte d'énergie spécifique des électrons dans le plomb et la contribution des différents processus. L'ionisation domine jusqu'à 10 MeV puis c'est le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) qui est responsable de l'essentiel de la perte d'énergie de l'électron (figure extraite de [11]).

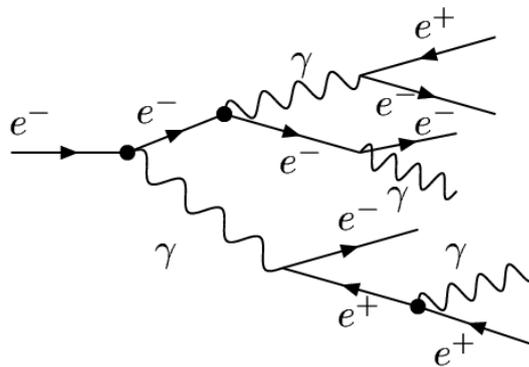


FIG. 4.3– Représentation d'une gerbe électromagnétique

La capacité à arrêter une gerbe électromagnétique d'un matériau est quantifiée par sa longueur de radiation X_0 . Cette longueur représente à la fois la distance moyenne sur laquelle un électron va diviser son énergie par e mais elle correspond aussi à $\frac{7}{9}$ du parcours moyen d'un

photon de haute énergie. Une bonne approximation de cette longueur de radiation est donnée par :

$$X_0(\text{cm}) \simeq \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \log \frac{287}{\sqrt{Z}}} \times \frac{1}{\rho} \quad (4.1.2)$$

Cette équation fait apparaître que cette longueur est, en première approximation, proportionnelle à A/Z^2 mais elle est aussi inversement proportionnelle à la masse volumique ρ . Ainsi, les matériaux comme le plomb ($Z = 82$, $\rho = 13,5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) permettent aux dispositifs de garder des tailles raisonnables au contraire par exemple du graphite ($Z = 6$, $\rho = 2,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$). En effet, en reprenant les équations (4.1.1) et (4.1.2) on trouve que 10 cm d'épaisseur du premier est suffisant pour arrêter un photon de 100 GeV alors que c'est une épaisseur de près de 3 m du second qu'il est nécessaire d'employer pour obtenir le même résultat.

En plus de limiter l'expansion longitudinale d'une gerbe électromagnétique, un calorimètre doit aussi limiter son extension radiale pour avoir une bonne résolution spatiale (permettant d'une part de déterminer plus précisément le point d'impact de la particule et diminue aussi les problèmes de recouvrement de gerbes). Le rayon de Molière R_M quantifie ce développement transverse d'une gerbe électromagnétique, environ 90% de l'énergie de la gerbe est déposée dans un cylindre ayant ce rayon, il est donné par :

$$R_M = \sqrt{4\pi/\alpha m_e c^2} X_0/E_c \quad (4.1.3)$$

Le terme $\sqrt{4\pi/\alpha m_e c^2} \simeq 21 \text{ MeV}$ étant constant, nous voyons que R_M dépend seulement du rapport X_0/E_c . En combinant les équations (4.1.1) et (4.1.2) nous voyons que $R_M \propto \sim \frac{A}{\rho Z}$ ce qui met ici surtout en avant l'intérêt des matériaux possédant une grande masse volumique (le rapport A/Z variant faiblement pour les matériaux lourds).

Avant de nous pencher sur la problématique de la mesure à proprement parler, notons qu'un ultime avantage plaide en faveur de l'utilisation de matériaux de grand Z pour la conception de calorimètre électromagnétique : la minimisation de la contamination par des gerbes hadroniques. En effet, le meilleur matériau sera celui qui maximise le rapport λ/X_0 , or celui-ci est approximativement proportionnel à $Z^{1,3}$ [113].

4.1.2 La mesure de l'énergie et de la position

Maintenant que nous avons vu les avantages liés à l'emploi de matériaux denses et possédant un grand numéro atomique pour la conception d'un calorimètre électromagnétique, nous allons voir quelles techniques permettent de mesurer l'énergie et la position des photons et des électrons.

Pour mesurer l'énergie, les calorimètres utilisent un matériau scintillant. Lorsque celui-ci est distinct du matériau permettant de stopper les particules on parle alors de calorimètre à échantillonnage. Ces calorimètres, à l'image d'EMCal qui sera plus amplement décrit partie 4.2, utilisent des matériaux composites alternant des couches d'un matériau dense et inerte ayant pour but de faire perdre leur énergie aux particules et des couches d'un matériau scintillant destiné à la mesure de l'énergie. Mais il existe un autre type de calorimètre dit homogène qui n'utilise qu'un seul matériau jouant les deux rôles (comme PHOS ou encore comme le

calorimètre électromagnétique de CMS qui utilisent des cristaux de $PbWO_4$). Dans tous les cas, le matériau scintillant va d'abord être excité par les nombreuses particules chargées créées lors de la propagation d'une gerbe électromagnétique, puis, il va se désexciter en émettant une lumière dite de scintillation qui a la propriété de ne pas être réabsorbée par le milieu comme l'illustre la FIG 4.4. L'enjeu étant ensuite de collecter cette lumière dont l'intensité est directement liée à l'énergie de la particule incidente (et aux propriétés intrinsèques du calorimètre) ce qui permettra donc, après sa conversion en un signal électrique (par le biais de photomultiplicateurs ou de photo-diodes à avalanche), de la déterminer.

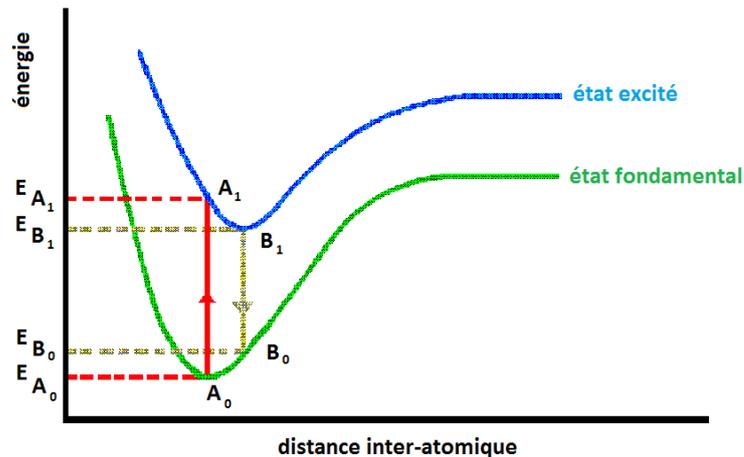


FIG. 4.4– Vue simplifiée du diagramme d'énergie d'un scintillateur organique. L'énergie déposée par les particules chargées provoquent une excitation des molécules qui effectuent une transition $A_0 \rightarrow A_1$ puis celles-ci se désexcitent en perdant leur énergie par vibration collective $A_1 \rightarrow B_1$ et en émettant des photons d'énergie $E_p = E_{B_1} - E_{B_0}$. Le fait que cette énergie soit inférieure au premier niveau d'excitation de la molécule ($E_e = E_{A_1} - E_{A_2}$) permet que la réabsorption de cette lumière de scintillation reste faible.

Pour mesurer la position d'impact d'une particule, c'est la segmentation latérale des calorimètres qui est mise à profit. L'idée étant de concevoir des calorimètres avec une granularité du même ordre de grandeur que le rayon de Molière qui lui est associé afin qu'une gerbe électromagnétique dépose son énergie sur plusieurs tours (la tour est l'élément de base du calorimètre). En effet, disposer de plusieurs dépôts d'énergie contigus provenant de la même particule permet un calcul barycentrique de sa position [114,115] qui permet d'atteindre une résolution spatiale bien inférieure à la granularité comme nous le verrons dans le cas d'EMCal (cf. partie 4.2.3). Par ailleurs, une granularité fine permet aussi de mener une étude sur la forme de la gerbe qui est utilisée pour l'identification des particules [114] mais aussi pour dégager les contributions d'un dépôt d'énergie issue de la superposition de plusieurs gerbes électromagnétiques (technique appliquée notamment pour la mesure des π^0 qui, à grande énergie, décroissent le plus souvent en deux photons avec un petit angle entraînant une superposition des deux gerbes).

4.2 Description d'EMCal

L'intégration dans ALICE du calorimètre électromagnétique EMCal [103] commença en 2010 avec la mise en place des 4 premiers supermodules, les six autres suivirent début 2011. Ce sont

principalement les résultats du RHIC concernant l'atténuation des jets qui ont motivé l'ajout tardif d'un grand calorimètre électromagnétique dans ALICE. En mesurant les photons et les électrons, ce calorimètre doit permettre une mesure précise de ce phénomène d'atténuation des jets (notamment à grande impulsion) et des effets collectifs lors des collisions Pb-Pb [105]. Nous allons mettre en avant les bonnes résolutions d'EMCal en énergie, en position et en temps et les procédures d'étalonnages associées. Les performances de ce calorimètre et sa complémentarité avec le CTS d'ALICE seront mises en avant dans la partie 4.2.3. Avant cela, nous allons nous intéresser aux caractéristiques techniques de ce calorimètre et à son architecture.

4.2.1 Ses caractéristiques

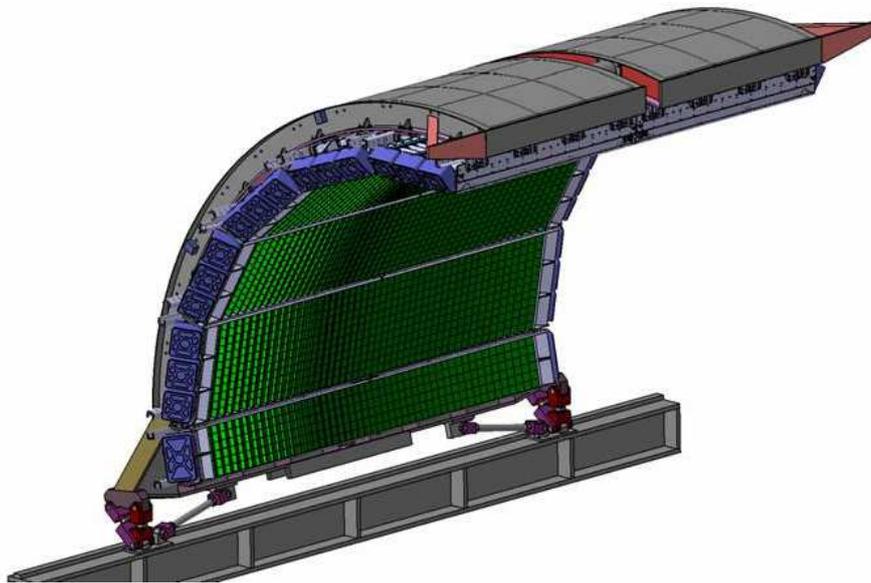


FIG. 4.5– Vue schématique du calorimètre électromagnétique EMCal.

EMCal, illustré par la FIG. 4.5, possède une géométrie cylindrique incomplète ($\Delta\phi = 105^\circ$) avec une face frontale située à 4,35 m du tube faisceau [116]. Le tableau 4.1 donne les caractéristiques principales de ce calorimètre à échantillonnage. Chaque module, dont un exemplaire est visible FIG. 4.6, rassemble quatre tours qui constituent l'unité de base du calorimètre. Les modules d'EMCal sont d'abord regroupés par 12 en une entité appelée *strip module*. Les super-modules sont eux formés de 24 *strip module*, ils sont insérés séparément dans la structure support. Notons deux incidences de cette structuration du calorimètre :

- Il existe de petits interstices entre chaque super-module entraînant notamment que l'acceptance réelle du calorimètre est très légèrement inférieure à sa couverture.
- Chaque tour possède un angle d'incidence légèrement différent en fonction de sa position (allant de -2 à 2° en θ et de -5 à 5° en ϕ). En effet, la correction angulaire destinée à garder une incidence normale avec les particules provenant du point d'interaction est effectuée au niveau de chaque module en θ (chaque strip-module est incliné avec l'angle idoine), mais elle ne l'est qu'à l'échelle de chaque super-module en ϕ .

Paramètres	Valeurs
taille d'une tour (à $\eta = 0$)	$6,0 \times 6,0 \times 24,6 \text{ cm}^3$
acceptance d'une tour	$\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,0143 \times 0,0143$
épaisseur des couches	1,44 mm Pb/ 1,76 mm scintillateur
nombre de couches	76 (Pb), 77 (scintillateur)
densité effective	$5,68 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$
X_0 effectif	12,3 mm
épaisseur totale (X_0)	20
R_M effectif	3,2 cm
nombre de tours	12288
nombre de modules	3072 (4 tours)
nombre de supermodules	10 complets et 2 tiers
couverture totale	$\Delta\phi = 105^\circ, -0,67 \leq \eta \leq 0,67$
distance au tube faisceau	4,35 m (face interne)

TABLE 4.1– Caractéristiques d'EMCal.

Chacune des 12288 tours est formée d'un sandwich plomb/scintillateur. La lumière émise par ce scintillateur à base de polystyrène est captée par 36 fibres optiques qui parcourent longitudinalement chaque tour. Ces fibres, qui modifient légèrement la longueur d'onde de la lumière (le pic d'absorption est à 430 nm et celui d'émission à 476 nm), arrivent ensuite jusqu'à un guide de lumière directement en contact avec une photo-diode à avalanche. Le signal lumineux est ainsi converti en électrons (avec une efficacité quantique proche de 80%) puis amplifié avant d'être transmis, par l'intermédiaire d'une carte IPCB, à une carte FEE (*Front End Electronic*) où il est numérisé en une quantité appelée « coup ADC » (*Analog to Digital Converter*). Notons qu'il existe deux régimes de gains qui se recoupent, l'un couvrant les énergies de $\sim 16 \text{ MeV}$ à $\sim 16 \text{ GeV}$ (haut gain), et l'autre s'étalant de $\sim 250 \text{ MeV}$ à $\sim 250 \text{ GeV}$.



FIG. 4.6– Un module du calorimètre EMCal. Les quatre tours, constituées d'un empilement de couches de plomb et de scintillateur, sont traversées par des fibres optiques conduisant la lumière de scintillation jusqu'à une photo-diode à avalanche.

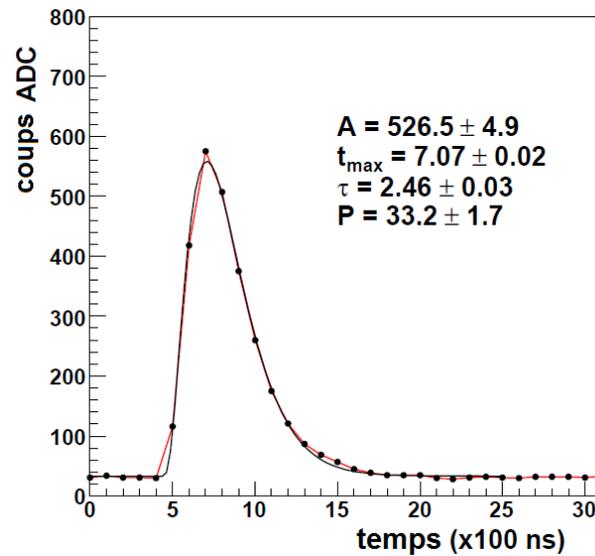


FIG. 4.7– Impulsion en nombre de coups ADC (haut gain) en fonction du temps, obtenue lors d’un test avec un faisceau d’électrons de 80 GeV. Cette impulsion est ajustée par une fonction Γ (figure extraite de [84]).

C’est l’impulsion, illustrée par la FIG. 4.7 et bien reproduite par une fonction Γ , qui donne accès à une quantité proportionnelle à la charge venant de la photo-diode. Cette quantité est elle-même directement liée à l’énergie déposée dans la tour et peut être déterminée grâce aux coefficients d’étalonnage. La procédure d’étalonnage d’EMCal dans laquelle l’obtention de ces coefficients s’inscrit va être décrite partie 4.2.2.

Notons que le laboratoire SUBATECH a été particulièrement impliqué dans le projet EMCal en contribuant à la conception et à la réalisation de son architecture, des cartes électroniques (T-Card, IPCB et GTL) ainsi qu’à celles de l’outillage d’insertion. Ce laboratoire a aussi contribué à son fastidieux assemblage en montant entièrement l’équivalent d’un supermodule ce qui a nécessité, entre autres, la mise en place de 41472 fibres optiques. Enfin, notons que l’ensemble des strong-back d’EMCal (pièce qui maintient en place les modules d’un stripmodule par compression latérale), ont aussi été conçus et fabriqués à Nantes.

4.2.2 Son étalonnage

L’étalonnage en énergie

L’étalonnage d’EMCal vise d’abord à lui conférer la meilleure résolution en énergie possible car celle-ci conditionne la précision de la quasi-totalité des quantités mesurables avec ce calorimètre. Comme tout instrument de mesure, ce calorimètre possède une limite intrinsèque en terme de précision (qui a été évaluée à l’aide de simulations [117]), le but est donc de s’en approcher au maximum. La procédure d’étalonnage a suivi plusieurs étapes, chacune basée sur la réponse à un signal différent :

- Signaux lumineux délivrés par des LED, le signal simule celui émis par le scintillateur lors de la propagation d’une gerbe électromagnétique et est directement injecté dans les fibres optiques.

- Signaux provenant de muons issus du rayonnement cosmique, ces particules ont la propriété de déposer le plus souvent une énergie précise correspondant au minimum d'ionisation.
- Signaux provenant de faisceaux d'électrons et de hadrons délivrés par l'accélérateur du FNAL², par le PS et le SpS. La mesure de l'impulsion des électrons par les systèmes de trajectographie situés avant le calorimètre joua notamment un rôle de référence lors de ces étalonnages.
- Signaux provenant des collisions p-p délivrées par le LHC. Le pic à $135 \text{ MeV}/c^2$ dans le spectre de masse invariante associé à la décroissance du π^0 en deux photons servit de repère permettant d'affiner l'étalonnage.

Les deux premières étapes eurent principalement pour objectif d'homogénéiser la réponse des tours en ajustant leur gain mais elles permirent aussi de tester la sensibilité de ces derniers aux variations de température. Les deux dernières phases permirent de déterminer des coefficients d'étalonnage qui sont eux appliqués hors-ligne. Notons à cet effet que la linéarité de la réponse en énergie du calorimètre, qui fut l'un des critères principaux lors de sa conception, est bonne mais n'est pas parfaite (comme nous le verrons partie 4.2.3). Ainsi, les coefficients d'étalonnage qui sont uniques pour chaque tour, incluent des termes non-linéaires.

L'étalonnage en temps

L'étude de la réponse impulsionnelle issue de l'électronique *Front End* (illustrée FIG. 4.7), permet aussi de déterminer le moment auquel une tour a été touchée par une particule. Cette possibilité peut être notamment exploitée pour éviter la contamination de particules parasites comme nous le verrons au chapitre 6. Mais, pour utiliser cette information temporelle, il a d'abord fallu la calibrer. L'aboutissement de ce travail, dont le groupe de SUBATECH détient la responsabilité, permet une correction hors-ligne du temps des tours (appelées aussi cellules). La solution retenue a été de soustraire au temps de chaque cellule, le temps moyen enregistré par celle-ci au cours de prises de données de référence (étalonnage relatif). De plus, l'existence d'une dépendance a été remarquée entre les temps enregistrés par les cellules du calorimètre et le numéro associé au croisement de paquet³ nous obligeant à réaliser une correction dépendante de ce dernier. La FIG. 4.8 montre la distribution du temps de cellules du calorimètre avant et après l'étalonnage. Nous notons tout d'abord une nette amélioration de la résolution, alors que la largeur à mi-hauteur des pics avant étalonnage est supérieure à 30 ns, le pic après étalonnage en possède une inférieure à 5 ns (une estimation plus précise de cette résolution sera donnée dans la partie suivante). Soulignons que l'obtention d'un seul pic à la place des deux initiaux a été rendue possible grâce à la correction dépendante du numéro de croisement de paquet.

2. Ces premiers tests sous faisceau (2005) utilisèrent des modules qui étaient des prototypes.

3. Des paires de paquets d'ions se croisent régulièrement au centre d'ALICE en vue de provoquer des collisions, un nombre leur est attribué en fonction du temps auquel ces croisements ont lieu au cours d'un cycle.

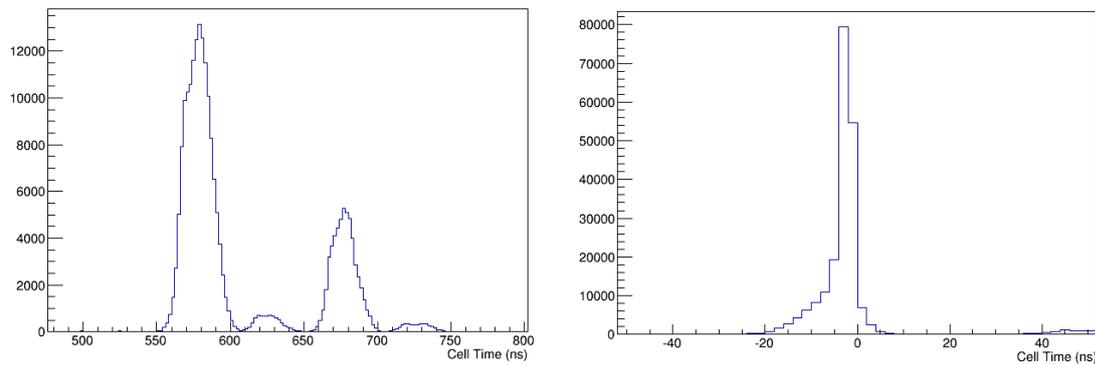


FIG. 4.8– Distribution du temps enregistré par les cellules d’EMCal avant étalonnage (à gauche) et après (à droite) pour des agrégats d’énergie supérieure à 10 GeV.

4.2.3 Sa précision

Résolution en énergie

FIG. 4.9– Résolution en énergie d’EMCal déterminée grâce à des simulations et à des tests sous faisceau et ajustée par la fonction $f(E) = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E} + \frac{c^2}{E^2}}$.

La FIG. 4.9 montre la résolution en énergie d’EMCal déterminée par des tests sous faisceau et évaluée aussi par simulation. Alors que la résolution est de quelques pourcents au-delà de 10 GeV, celle-ci devient moins bonne à basse énergie. Il y a plusieurs explications à cela, tout d’abord les phénomènes de pertes d’énergie mais aussi le bruit de fond électronique sont de nature stochastique ce qui engendre des fluctuations dont le poids est plus important à basse énergie. Ensuite, comme les gerbes électromagnétiques issues des particules les moins énergétiques ont une extension longitudinale faible, la majorité de la lumière de scintillation

est émise dans les premières couches de scintillateur allongeant la distance moyenne que la lumière doit parcourir pour arriver jusqu'à la photo-diode favorisant ainsi les pertes.

Résolution spatiale

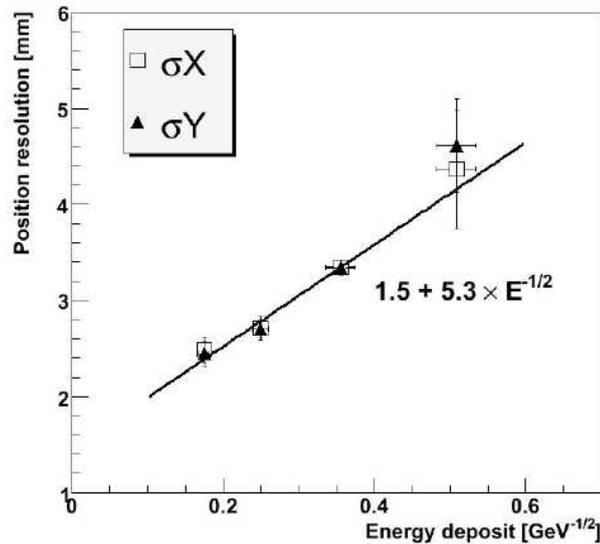


FIG. 4.10– Résolutions spatiales en x et y d'EMCal en fonction de $1/\sqrt{E}$. Ces résolutions ont été mesurées avec des faisceaux d'électrons (figure extraite de [117]).

La FIG. 4.10 montre la résolution spatiale d'EMCal évaluée lors de tests avec des faisceaux d'électrons. Équivalente en x et y (comme attendu), celle-ci est excellente et bien en-deçà de la granularité du calorimètre ($6 \times 6 \text{ cm}^2$). C'est l'utilisation d'un calcul barycentrique de l'énergie [114], adapté au profil exponentiel du dépôt d'énergie d'une gerbe électromagnétique (au-delà de $r \sim R_M$), qui permet d'atteindre une telle précision. Notons d'ailleurs que cette résolution spatiale s'améliore avec l'énergie notamment parce que la gerbe électromagnétique atteint un nombre de tours plus important rendant d'autant plus précis le calcul de son barycentre.

Résolution temporelle

Afin d'évaluer la résolution temporelle d'EMCal nous avons considéré uniquement les dépôts d'énergie supérieure à 4 GeV dans le calorimètre et regardé leur dispersion temporelle qui est présentée FIG 4.11 (à droite). A ces énergies la majorité des particules atteignent le calorimètre dans une fenêtre en temps inférieure à 100 ps^4 (à un η donné). Nous voyons d'ailleurs que la distribution n'est pas très différente si l'on considère les dépôts d'énergie de 3 à 4 GeV (figure de gauche). Ainsi, la largeur de cette distribution est un bon estimateur de la résolution en temps du calorimètre. Celle-ci a été quantifiée à l'aide d'une procédure d'ajustement utilisant une fonction gaussienne et est d'environ 1 ns. Cette résolution est largement suffisante pour éviter l'empilement d'évènements provenant de croisements de paquets différents car ceux-ci sont espacés d'au moins 25 ns.

4. mis à part les particules les plus lourdes comme le proton qui peuvent arriver jusqu'à 500 ps plus tard qu'un photon

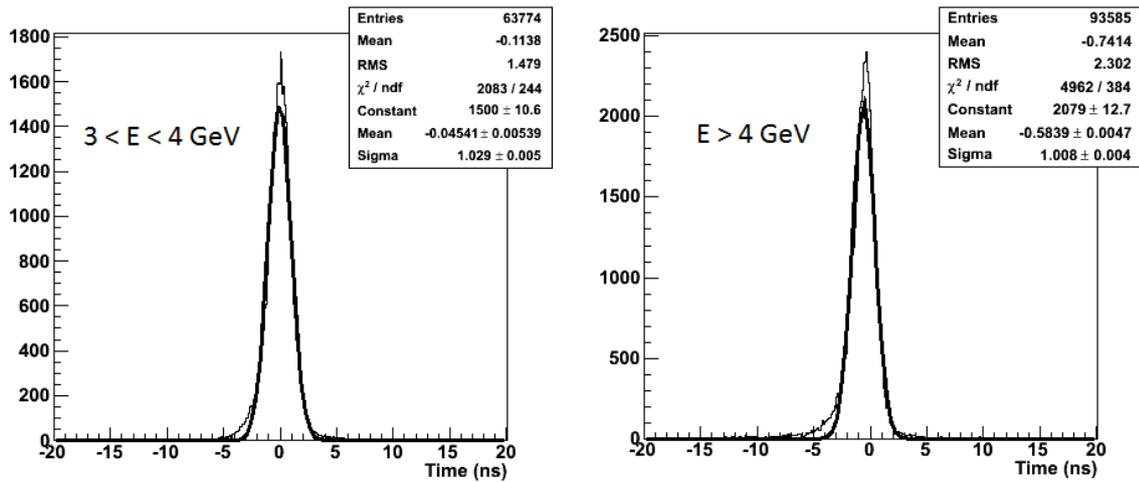


FIG. 4.11– Distribution du temps des particules ayant 3 à 4 GeV (à gauche) et plus de 4 GeV (à droite) mesurés par EMCal. Étude réalisée dans les données p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV de 2011.

4.3 Performances d'EMCal

4.3.1 Identification des électrons

L'identification des électrons permet notamment d'étudier la production de quarks charme et beau via la mesure de leur canaux de décroissance leptonique. En associant EMCal et le CTS d'ALICE, il est possible d'identifier efficacement les électrons. En effet, en établissant une correspondance entre le dépôt d'énergie d'une particule chargée dans le calorimètre et la trace qu'elle a laissée dans le CTS, il est possible d'accéder au rapport E/p . Ce rapport est proche de 1 pour les électrons à la différence des hadrons qui ne déposent généralement qu'une partie de leur énergie dans le calorimètre.

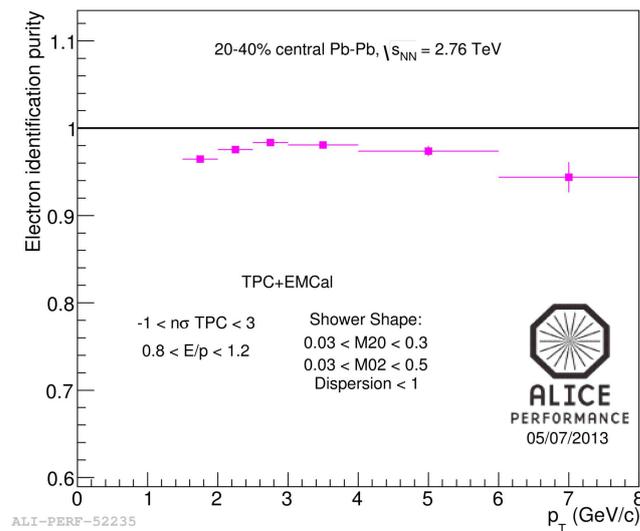


FIG. 4.12– Pureté de la sélection des électrons basée sur la mesure de la perte d'énergie, le rapport E/p et la forme de la gerbe électromagnétique dans EMCal.

En plus de ce rapport E/p mesuré conjointement par EMCal et le CTS, il est encore possible d'affiner la sélection des électrons en s'attachant cette fois à la spécificité de leur perte d'énergie dans ces sous-détecteurs pris séparément. La perte d'énergie dE/dx des particules dans la TPC dépend de la masse et de la charge de la particule, ainsi seule les particules ayant une perte d'énergie compatible avec celle d'un électron sont sélectionnées. De même, seules les particules ayant un dépôt d'énergie dans EMCal dont la forme est compatible avec une gerbe électromagnétique sont gardées (une sélection similaire utilisée pour l'identification des photons sera décrite au chapitre 6). Finalement, la FIG. 4.12 montre qu'en combinant ces trois critères la sélection des électrons atteint un degré de pureté proche de 100 %.

4.3.2 Mesure des jets

La mesure du phénomène d'atténuation des jets revêt un grand intérêt pour caractériser le milieu créé en Pb-Pb [105]. Dans cet objectif, la mesure des jets est aussi intéressante en collisions p-p pour jouer un rôle de référence (pas d'atténuation attendue) et aussi en collisions p-Pb pour quantifier les effets liés à la présence de matière nucléaire froide (pas de QGP attendu). Pour ces mesures EMCal est complémentaire avec le CTS d'ALICE car ils permettent ensemble de mesurer la quasi-totalité des particules produites par la fragmentation d'un parton⁵. La FIG. 4.13 est le premier résultat d'ALICE pour la mesure de section efficace de jets (ici en collisions p-p). Nous voyons que les premiers points ont tendance à être légèrement sous les prédictions mais restent compatibles avec les calculs NLO (on observe en particulier une bonne compatibilité avec la prédiction incluant les effets de l'hadronisation).

FIG. 4.13– Section efficace inclusive de jets en collisions p-p à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV comparé à des prédictions pQCD (figure extraite de [118]).

4.3.3 Séparation photons - π^0

La principale difficulté, lorsqu'on souhaite mesurer des photons prompts, est de les séparer des photons de décroissance qui proviennent majoritairement du canal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Nous détaill-

5. certain hadrons neutres comme les neutrons ne sont pas détectés

rons lors du chapitre suivant les critères nous permettant d'effectuer une telle séparation. Mais nous pouvons déjà révéler que l'un d'entre eux s'appuie sur l'allongement latéral du dépôt d'énergie dans le calorimètre qui est quantifié par la variable λ_0^2 (dont la définition précise est donnée page 88). La FIG. 4.14 montre la distribution de cette variable en fonction de l'énergie transverse lors de collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La bande aux grands λ_0^2 (correspondant aux dépôts d'énergie allongés) est principalement peuplée par les dépôts d'énergies causés par la superposition des deux photons provenant notamment de la décroissance du π^0 . La bande inférieure est quant à elle, peuplée principalement de photons prompts (du moins à grande énergie). La séparation entre ces deux bandes est donc un enjeu important et dépend directement des caractéristiques du calorimètre (distance au point d'interaction, rayon de Molière, granularité). Il apparaît ici qu'EMCal permet une très bonne séparation jusqu'à $E_T \sim 30$ GeV et même au-delà comme nous le verrons plus précisément au chapitre suivant.

FIG. 4.14– Distribution de la variable λ_0^2 en fonction de l'énergie transverse déposée dans EMCal (lors des collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV).

Ce chapitre a permis de donner les principes de la calorimétrie électromagnétique notamment en détaillant l'interaction des photons et des électrons de grande énergie avec la matière. Le calorimètre électromagnétique EMCal a ensuite été présenté, ses caractéristiques et ses étalonnages ont notamment été détaillés. Dans une dernière partie, nous avons mis en avant quelques-unes de ses performances issues des premières collisions délivrées par le LHC. Le chapitre suivant s'attachera à décrire les procédures d'acquisition et de reconstruction des données ainsi que les différents contrôles et procédures permettant d'assurer leur qualité.

Chapitre 5

Acquisition, reconstruction et contrôle qualité des données

Dans ce chapitre nous aborderons succinctement les différentes étapes, depuis l'instant où les collisions ont lieu, qui permettent d'obtenir des données exploitables dans le cadre d'une analyse physique telle la mesure des photons isolés. Nous détaillerons d'abord l'ensemble de la chaîne opérationnelle permettant l'enregistrement et la mise à disposition des données. Le rôle important des systèmes de déclenchement y sera souligné et en particulier le déclencheur L0 d'EMCal qui permet d'enrichir significativement le nombre de photons de grande impulsion mesurés. Dans une seconde partie, nous nous pencherons sur la reconstruction des données, cette procédure informatique permet de convertir et d'assembler les signaux bruts des différents sous-détecteurs afin d'en tirer des données physiques. Nous poursuivrons ce chapitre en détaillant les moyens mis en œuvre pour assurer la qualité des données dans ALICE en général et pour le calorimètre EMCal en particulier. Enfin, nous expliquerons la démarche nous ayant conduit à établir la liste des séquences de données qui seront utilisées pour la mesure des photons isolés.

5.1 Acquisition des données

5.1.1 Un système d'acquisition sur-mesure

L'expérience ALICE possède un système d'acquisition des données (DAQ, [36]) suffisamment souple pour lui permettre d'enregistrer des collisions proton-proton à haute luminosité ($10^{30} - 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) mais aussi des collisions Pb-Pb pour lesquelles l'espace mémoire nécessaire à l'enregistrement d'une collision peut aller jusqu'à plusieurs centaines de méga-octets. La FIG. 5.1 met en avant cette singularité de la DAQ d'ALICE qui, en comparaison à d'autres expériences comme LHCb, doit gérer des événements beaucoup plus gros du fait des dizaines de milliers de traces laissées dans la TPC par les particules chargées créées lors des collisions d'ions lourds les plus centrales.

Lorsqu'une collision a lieu, la procédure d'acquisition est initiée par l'un des différents systèmes de déclenchements (déclencheurs) d'ALICE. Ces systèmes basent leur déclenchement sur la présence d'un signal en coïncidence sur une combinaison de détecteurs « rapides » (T0, V0, ZDC, SPD, TOF, TRD, PHOS, EMCal, Muons, ACORDE) [36]. Chaque déclencheur d'ALICE est ainsi associé à une classe qui s'active en présence d'une combinaison de signaux spécifiques provenant de ces détecteurs-déclencheurs. A titre d'exemple, la classe de biais minimum INT7 s'active lorsque les deux hodoscopes du V0 sont touchés en coïncidence, indiquant qu'une collisions a eu lieu.

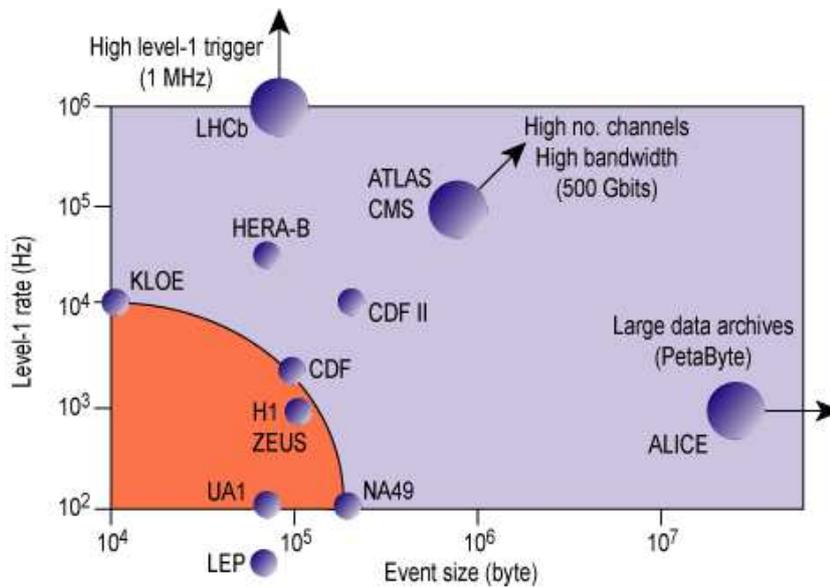


FIG. 5.1– Taux d’acquisition et tailles d’évènements gérés par les systèmes d’acquisition de diverses expériences.

De manière générale, les déclencheurs se classent en deux catégories : les déclencheurs fréquents (comme le déclencheur de biais minimum) dont le taux d’acquisition élevé est *de facto* limité par la rapidité de l’enregistrement et les déclencheurs rares qui possèdent un taux de déclenchement beaucoup plus faible (parmi lesquels figure le déclencheur d’EMCal présenté partie 5.1.2). Ainsi, lorsque la DAQ reçoit le signal d’un déclencheur actif en coïncidence avec le croisement de deux paquets de protons (où d’ions) et que celle-ci n’est pas déjà en acquisition, elle assure alors la gestion des flux de données provenant des différents détecteurs jusqu’à l’enregistrement d’un « évènement ».

Finalement, ces évènements « bruts », qui recueillent les informations en provenance des différents détecteurs actifs, sont compressés puis transférés via des connexions très haut débits (>10 Gbit/s) au cœur de la grille de calcul du LHC [116] : le centre de calcul du CERN Tier-0. Ces données brutes sont alors copiées à deux reprises : sur bandes (CASTOR) et sur les disques des 13 centres Tier-1 (dont fait partie le CC IN2P3 de Lyon). Ces centres, qui forment la première couronne de la grille, assurent aussi l’essentiel de la reconstruction des données (décrite section 5.2). Finalement, c’est principalement à partir des 145 centres Tier-2 (parmi lesquels figure le laboratoire SUBATECH), que ces données reconstruites sont analysées par les scientifiques des différentes collaborations.

5.1.2 Le déclencheur d’EMCal

Le déclencheur d’EMCal a été conçu en vue d’étudier les évènements rares que sont la production de jets, d’électrons et de photons directs de moyenne et de grande énergie. La faible section-efficace de ces observables rend théoriquement possible une présélection importante des évènements. Le niveau 0 (L0) du déclencheur [119] impose une forte sélection en basant son déclenchement sur la coïncidence d’un évènement remplissant les conditions biais minimum (un signal dans les deux hodoscopes du V0) avec un dépôt d’énergie, dans une zone de 4×4 tours d’EMCal, supérieure à un seuil défini. Des déclenchements de niveau 1 (L1) ont été

par la suite implémentés (à partir de décembre 2011) permettant notamment une sélectivité accrue pour les photons (L1-gamma) et pour les jets (L1-jet). Néanmoins, le déclenchement de niveau 0 permet déjà une sélection importante qui peut se quantifier en regardant les taux de déclenchement, le tableau 5.1 montre que, dans la séquence de données considérée, le déclencheur L0 d'EMCal s'active environ 3000 fois moins souvent que le déclencheur de biais minimum (35,4 Hz contre 95846 Hz) qui est lui sensible à environ 75% de la section efficace inélastique p-p [120], ce faisant, il est donc 3000 fois plus sélectif.

Bien entendu, pour la mesure que l'on souhaite effectuer, l'utilisation de ce déclencheur ne permet pas d'être sûr qu'un photon direct soit présent dans chaque événement. Mais l'important est qu'il garantisse en principe que si, un photon direct d'énergie supérieure au seuil a atteint le calorimètre, le déclenchement aura lieu. En effet, au vu de l'extension radiale d'une gerbe électromagnétique dans ce calorimètre ($R_M \simeq 1/2$ tour), la quasi-totalité de l'énergie de ce photon sera déposée dans les 4x4 tours, entraînant le déclenchement.

système de déclenchement	fréquence de déclenchement	fréquence d'acquisition	taux de disponibilité	cycle actif
biais minimum (INT7)	95846 Hz	783 Hz	0,8 %	3 s
L0 EMCal (EMC7)	35,4 Hz	31,4 Hz	89 %	236 s

TABLE 5.1– Données relatives à deux systèmes de déclenchement d'ALICE lors de la prise de données 154789 (collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV).

L'utilisation d'un déclencheur sélectif permet donc de garder un taux d'acquisition modéré ce qui a plusieurs avantages. Le premier est de réduire fortement la quantité de données sauvegardées. En effet, dans cet exemple le déclencheur L0 d'EMCal enregistre environ 25 fois moins d'événements par seconde que le déclencheur de biais minimum (31,4 contre 783). Mais l'avantage principal réside dans l'augmentation sensible du taux de disponibilité du système d'acquisition dont la rapidité est limitée par le temps dont a besoin la TPC pour collecter toutes les charges produites par le passage des particules chargées (90 μ s). Le tableau 5.1 montre qu'en effet, le déclencheur rare L0 d'EMCal est beaucoup plus disponible (89 %) que le déclencheur fréquent de biais minimum (0,8 %). La conséquence directe est un important gain statistique qu'il est aisé d'évaluer. En effet, en faisant l'hypothèse que, lors d'un événement correspondant à l'émission d'un photon direct dans l'acceptance du calorimètre, les deux déclencheurs possèdent une efficacité de 1, ce gain est alors donné par le rapport des temps de disponibilité soit : $0.89/0.008 = 110$. Ce gain est conforme aux performances physiques prédites [121]. Ainsi dans des conditions équivalentes (même masque sur les croisements de paquets, même temps d'activité...), environ 100 fois plus de photons directs peuvent être collectés en utilisant le déclencheur L0 d'EMCal ce qui repousse d'un facteur $\gtrsim 2$ la limite en impulsion transverse atteignable avec le déclencheur de biais minimum².

Enfin, ces deux déclencheurs sont souvent utilisés en « temps partagé » où, durant un cycle (qui dure généralement 4 minutes), chacun possède un temps d'activité dédié. Dans la

1. Le rayon de Molière (R_M) correspond au rayon du cylindre dans lequel 90% de l'énergie de la gerbe électromagnétique est déposée (en moyenne)

2. en considérant que la section efficace de production de photons directs suit une loi de type $f(p_T) \propto p_T^{-5}$, on repousse cette limite d'un facteur proche de $100^{\frac{1}{5}}$

séquence de données présentée et plus globalement sur l'ensemble des données utilisées pour notre analyse, le déclencheur L0 d'EMCal avait un cycle actif environ 80 fois plus important que celui du déclencheur de biais minimum (236 s contre 3 s) portant à environ 8000 le gain statistique et repoussant d'un facteur ~ 6 l'impulsion transverse maximale atteignable. Néanmoins, il ne faut pas perdre de vue que ces ordres de grandeur sont corrects uniquement dans le domaine où le déclencheur est efficace c'est-à-dire pour des photons d'énergies au-delà du seuil du déclencheur. Notons que ce dernier était fixé à 5,5 GeV lors des séquences de données que nous avons utilisées (leur sélection sera détaillée au prochain chapitre).

5.2 Reconstruction des données

La procédure de reconstruction associe et converti les données brutes collectées par les sous-détecteurs d'ALICE. Le résultat permet d'obtenir des objets compilant différentes informations sur les particules ayant interagi (tels des traces dans le CTS et des agrégats dans les calorimètres). Ces objets constituent le socle sur lequel s'appuient les différentes mesures d'observables physiques réalisées par la collaboration.

5.2.1 AliRoot

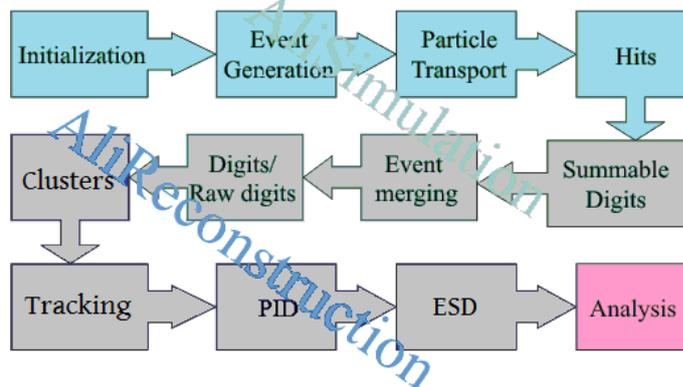


FIG. 5.2– Synoptique du traitement des données, de la génération (pour les simulations) à l'analyse en passant par la reconstruction, que permet AliRoot (lorsqu'il est couplé avec un code de transport).

Si la grille de calcul du LHC est, pour la collaboration ALICE, la ressource principale en terme de stockage, de flux de données ou de puissance de calculs, AliRoot ([116], section 6.4.4) est quant à lui le logiciel officiel qui permet la reconstruction et l'analyse des données aussi bien réelles que simulées. Il est basé sur ROOT [122] qui est un logiciel orienté objet et lui-même fondé sur le langage de programmation C++. AliRoot est constitué d'un ensemble de bibliothèques qui rassemblent chacune un nombre conséquent de classes (le tout représentant plusieurs millions de lignes de codes). La FIG. 5.2 permet d'embrasser l'ensemble de la chaîne des fonctions gérées par AliRoot. La première partie de cette chaîne (bleu clair) correspond à la partie simulation, elle traite les aspects de génération d'événements (collisions p-p, Pb-Pb...) et d'interaction des particules avec les sous-détecteurs (nécessitant l'utilisation d'un code de transport tel Geant3 [123]). La partie reconstruction (gris) utilise en entrée les données brutes (provenant de données réelles ou simulées) qu'il transforme en données reconstruites ESD

(*Event Summary Data*) ou AOD (*Analysis Object Data*) qui peuvent ensuite être analysées par les différentes classes dédiées.

5.2.2 La reconstruction dans la partie centrale d'ALICE

Nous allons ici décrire les procédures de reconstruction menant à l'obtention d'objets correspondant au dépôt d'énergie d'une particule dans un sous-détecteur (ou ensemble de sous-détecteurs) donné : les agrégats dans EMCal et les traces dans le CTS. Ces deux éléments seront le support à notre étude sur la production des photons prompts isolés qui sera présentée dans les chapitres suivants.

La reconstruction des agrégats dans EMCal

La première étape de la reconstruction dans le calorimètre est d'obtenir le dépôt d'énergie dans chaque cellule du calorimètre. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le signal en provenance des différentes tours d'EMCal, d'abord numérisé en un nombre de coups ADC, est ensuite converti en une énergie notamment grâce aux coefficients de calibrage qui sont contenus dans l'*Offline Condition Data Base* (OCDB). Une fois cette énergie déposée connue au niveau cellulaire, la seconde étape consiste à regrouper les cellules contigües touchées en amas (appelé aussi agrégats ou *clusters*). Plusieurs algorithmes d'agrégation sont disponibles dans AliRoot, nous allons décrire celui qui est utilisé lors des reconstructions et que nous utiliserons par la suite (l'algorithme v1). Il consiste d'abord à sélectionner la cellule la plus énergétique du calorimètre qui constitue la première graine. Puis, sont agglomérées autour de cette graine les cellules ayant au moins un côté commun à celle-ci (ou a une autre cellule de l'agrégat). Une fois le premier agrégat constitué, l'algorithme recommence en sélectionnant, parmi les cellules non-agrégées, la cellule la plus énergétique qui sera une deuxième graine et ainsi de suite (un agrégat pouvant être constitué d'une seule cellule). À noter que des seuils d'énergie minimale sont appliqués aux graines (nous avons utilisé 300 MeV), et aux cellules agglomérées (nous avons choisi 50 MeV). Chaque agrégat se voit ainsi associer une énergie (somme de l'énergie des cellules³) et une position qui est déterminée via un calcul barycentrique de l'énergie (cf. chapitre 4 page 48).

La reconstruction des traces dans le CTS

La reconstruction de la trajectoire des particules chargées émises dans la partie centrale ($|\eta| < 0,9$) suit deux grandes étapes :

- La reconstruction dite « locale » : Elle permet de créer des agrégats correspondant aux dépôts d'énergie des particules dans les différents sous-détecteurs. De manière générale, des algorithmes d'agrégation permettent d'assembler les dépôts d'énergie contigus, puis, il est attribué à ces agrégats une position, voire une énergie (pour les agrégats de la TPC). Les données utilisées par ces procédures (coefficients de calibrage, information sur la géométrie des détecteurs...) sont contenues dans l'OCDB.
- La reconstruction de la trace : C'est une procédure itérative (basée sur la méthodes des filtres de Kalman [124]) qui permet d'ajuster une trajectoire passant au plus près des différents agrégats. L'algorithme, illustré par la FIG. 5.3, commence par la création d'une pseudo-trace en utilisant des agrégats situés dans la partie externe de la TPC comme point de départ et la position du vertex primaire comme point d'arrivée. L'algorithme va ensuite affiner cette trajectoire en prenant en compte les agrégats situés à proximités de

3. des coefficients de calibrages au niveau des agrégats peuvent parfois être utilisés

cette pseudo-trace. Cette procédure s'effectue en partant du vertex primaire, continue par les agrégats présents dans l'ITS et la TPC pour finir par ceux présents dans les sous-détecteurs les plus externes (les agrégats présents dans le TRD et le TOF peuvent, le cas échéant, être utilisés). A chaque fois qu'un nouvel agrégat est inclus, la trajectoire est recalculée en prenant en compte cette nouvelle contrainte. Enfin, un dernier ajustement est effectué, il consiste à repartir de la partie externe de la trace pour revenir vers le vertex en minimisant l'écart avec la position des agrégats trouvés précédemment. Notons que si la procédure d'ajustement échoue, une autre tentative de reconstruction, sans contrainte sur la position du vertex primaire, est alors mise en œuvre (certaines traces proviennent de la décroissance ou de la conversion de particules et ne prennent donc pas leur source au vertex primaire).

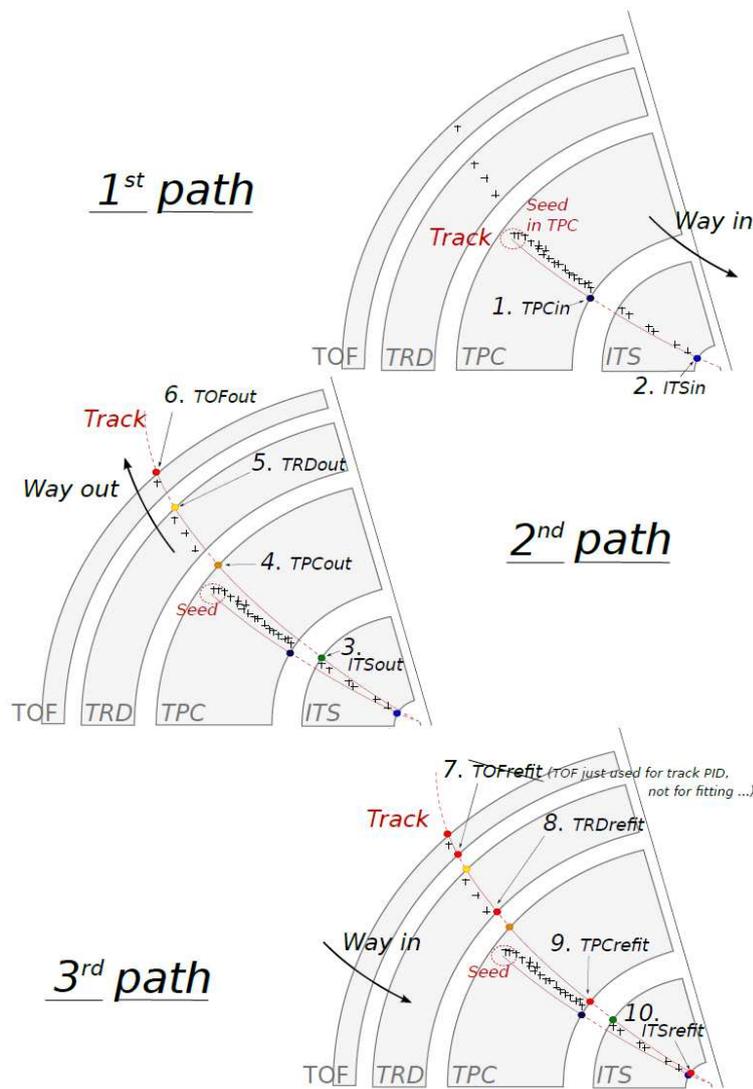


FIG. 5.3– Principe de reconstruction des traces dans ALICE. Les chiffres de 1 à 10 correspondent aux différentes étapes de la propagation du filtre de Kalman (extrait de [125]).

5.3 Contrôles qualité des données

5.3.1 Évaluation de la qualité des prises de données dans ALICE



FIG. 5.4– Salle de contrôle de l'expérience ALICE.

La première vérification des données est réalisée au moment même de leur enregistrement, dans la salle de contrôle d'ALICE (FIG. 5.4) où différents histogrammes de contrôle permettent d'identifier les problèmes nécessitant une intervention immédiate ou différée. La qualité des données enregistrées repose alors principalement sur la vigilance de l'opérateur responsable de cette surveillance (le « DQM⁴ shifter ») qui peut être amené à contrôler le bon fonctionnement d'une vingtaine de sous-systèmes simultanément. Malgré ce contrôle permanent, tous les problèmes ne sont pas forcément repérés sur le coup et d'autres, jugés alors mineurs, n'ont pas justifiés l'arrêt de la prise de données. Ainsi, une seconde vérification, effectuée après la procédure de reconstruction des données, est nécessaire pour statuer sur leur qualité. Liée à l'apparition sporadique de problèmes (dysfonctionnement de détecteurs, perte du faisceau délivrée par le LHC...), la prise de données n'est pas continue, elle est segmentée en séquences allant de quelques minutes à plusieurs heures d'enregistrement. Ces différentes séquences doivent être soumises à une évaluation permettant de déterminer si elles peuvent, oui ou non, être utilisées pour une analyse physique. Dans un premier temps, chaque responsable qualité évalue le bon fonctionnement du sous-détecteur dont il a la charge (le cas du contrôle qualité d'EMCal est détaillé partie 5.3.2). Puis, en fonction de ces différentes observations, une qualité globale est attribuée à chaque séquence de prise de données. Ainsi, avant de procéder à une analyse physique il faut s'assurer d'une part de sélectionner des « bonnes » séquences (qualité globale), mais il faut aussi vérifier que tous les détecteurs utilisés pour cette analyse possèdent ce même statut.

4. *Data Quality Monitoring*

5.3.2 Evaluation de la qualité des prises de données avec EMCal

Au cours de ma thèse je me suis engagé en tant que co-responsable du contrôle qualité des données de EMCal (années 2011 et 2012). Ce rôle recouvre principalement deux tâches :

- rapporter la qualité globales des séquences de données
- établir une ou plusieurs listes de canaux défectueux (discutée partie 5.3.3) pour chaque période (une période correspond à environ un mois de prise de données et compte une centaine de séquences)

Remarquons que ces deux étapes, bien qu'en principe indépendantes (la présence de beaucoup de canaux défectueux ne signifie pas qu'une séquence est inutilisable), ne le sont pas totalement dans la mesure où une bonne identification de ces canaux défectueux facilite grandement l'évaluation des séquences. Sur ce point, il y a eu d'ailleurs eu une évolution significative à partir de 2012. En effet, il a été décidé qu'à chaque période il y aurait désormais au moins une reconstruction dite de « calibrage » avant la reconstruction complète. Le laps de temps séparant ces deux reconstructions est alors notamment mis à profit pour identifier les cellules défectueuses et pour créer le ou les masques correspondant avant de les enregistrer dans l'OCDB. Ainsi, lors de la reconstruction complète, ces cellules défaillantes sont ignorées et une évaluation fine de la qualité des séquences est alors possible.

La qualité d'une séquence est évaluée en se basant sur les histogrammes de contrôles suivants :

- distribution en η - ϕ de l'énergie déposée par évènement (FIG. 5.5)
- distribution en η - ϕ du nombre d'agrégats par évènement (cf. annexe page 149)
- corrélation entre le nombre de cellules et l'énergie des agrégats dans chaque supermodule (cf. annexe page 151)
- corrélation entre le nombre d'agrégats et le nombre de traces dans le CTS (FIG. 5.6)
- corrélation entre le nombre d'agrégats et le signal du V0 (FIG. 5.6)
- la distribution en temps des cellules (cf. annexe page 150)

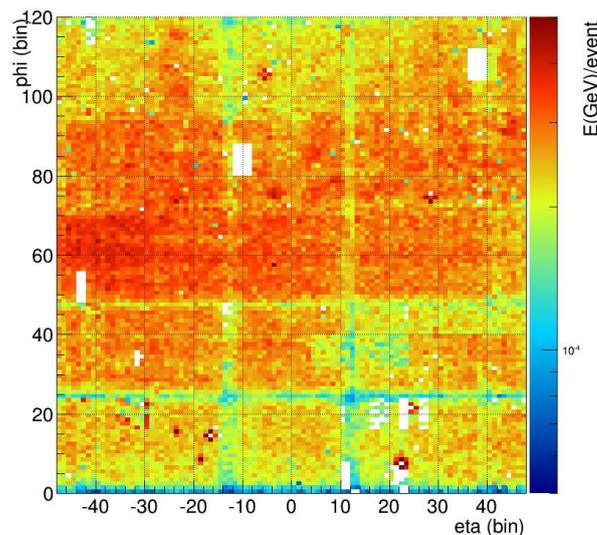


FIG. 5.5– Energie moyenne par évènement déposée dans les tours de EMCal lors de la séquence 159582.

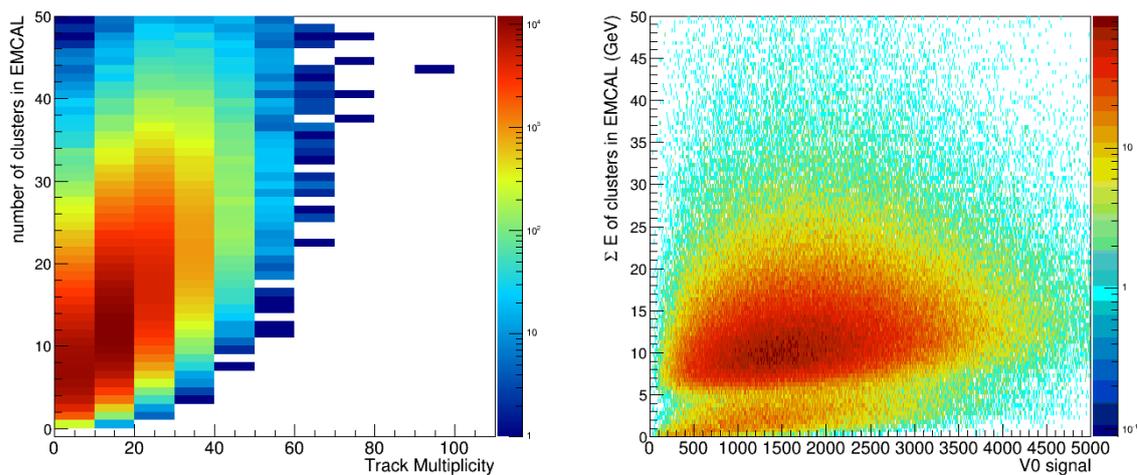


FIG. 5.6– Corrélation du nombre d’agrégats dans EMCAL avec le nombre de traces dans le CTS (à gauche) et avec le signal du V0 (à droite) lors de la séquence 159582.

La FIG. 5.5 montre l’une des différentes distributions contrôlée pour chaque séquence : l’énergie moyenne déposée dans chacune des tours du calorimètre (ici pour la séquence 159582 en sélectionnant le déclencheur LO d’EMCAL). La relative planéité de cette distribution peut s’expliquer par des considérations physiques. En effet, l’homogénéité par rapport à l’angle ϕ s’explique facilement par la symétrie cylindrique de l’expérience vis-à-vis du faisceau. De plus, dans la région couverte par le calorimètre ($\eta < |0,67|$), nous nous attendons à une faible dépendance en pseudorapidité. La FIG. 5.6 nous montre d’une part la corrélation entre le nombre d’agrégats et le nombre de traces dans le CTS et celle entre le nombre d’agrégats et le signal du V0 d’autre part. Ces histogrammes illustrent notamment l’enrichissement en agrégats de grande énergie permise par le déclencheur d’EMCAL. Toute corrélation anormale signifierait qu’au moins un des deux sous-détecteurs concerné a eu un problème et de plus amples investigations sont requises. Notons que tous ces histogrammes sont comparés à ceux obtenus lors des périodes précédentes afin de déceler d’éventuels dysfonctionnements.

Afin de vérifier de manière fine la stabilité du calorimètre sur l’ensemble d’une période, il est fait appel à des histogrammes de tendances qui donnent l’évolution des quantités suivantes (pour chaque supermodule et sur l’ensemble du calorimètre) :

- nombre d’agrégats par évènement (FIG. 5.7)
- énergie moyenne des agrégats (cf. annexe page 152)
- nombre de cellules par agrégat (cf. annexe page 153)
- nombre de π^0 par évènement (FIG. 5.8), ce nombre est extrait automatiquement par une procédure d’ajustement du pic du spectre de masse invariante associé aux paires d’agrégats (cf. annexe page 153)
- largeur et position du pic en masse invariante du π^0 (cf. annexe page 154)

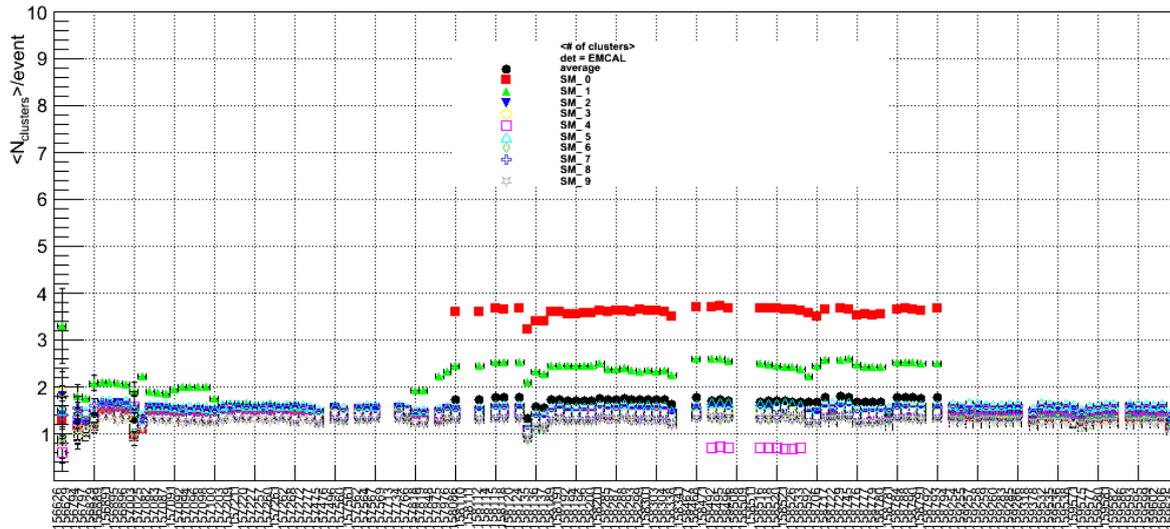


FIG. 5.7– Nombre d’agrégats par évènement pour les séquences de la période LHC11d.

La FIG. 5.7 montre l’évolution du nombre d’agrégats par évènement pour les différentes séquences de données de la période LHC11d (année 2011). Nous remarquons notamment une sous-période où les valeurs associées aux supermodules 0 (points rouges) et 1 (points verts) prennent des valeurs excessives. Cet important nombre d’agrégats est attribuable à l’apparition d’un ou plusieurs canaux défectueux car ceux-ci n’étaient pas masqués lors des premières reconstructions complètes en 2011. Nous voyons aussi que pour une courte sous-période, le supermodule 4 (points rose) a eu un faible nombre d’agrégats. Cette baisse soudaine s’explique par l’apparition d’une zone morte dans le calorimètre. Ces informations sont d’importances pour évaluer une séquence mais aussi pour la conception des masques sur les canaux défectueux qui comme nous le verrons partie 5.3.3 nécessite la détermination de sous-périodes homogènes.

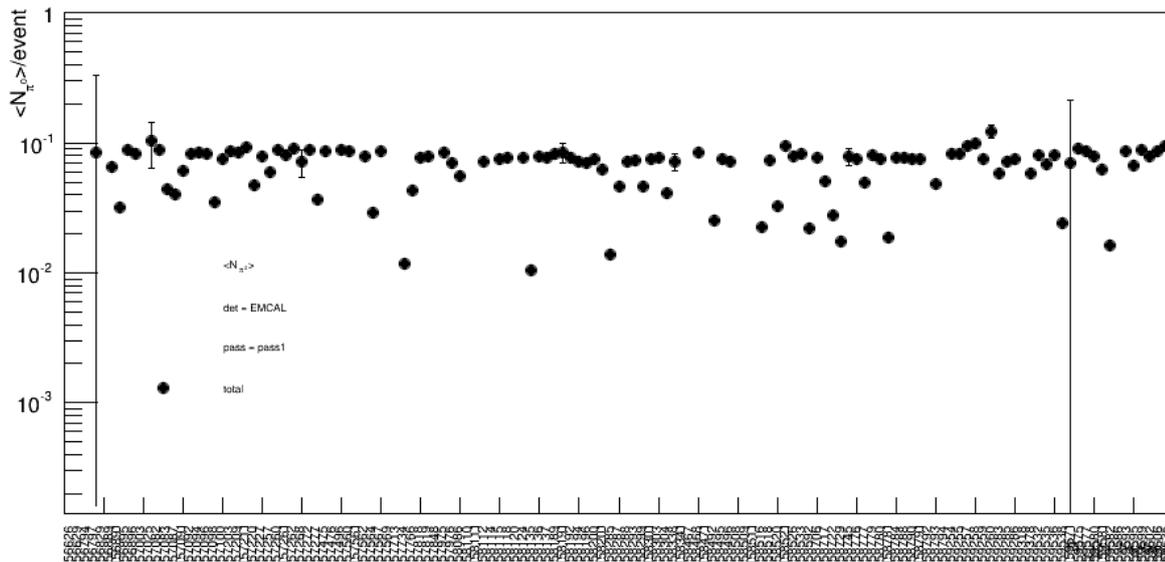


FIG. 5.8– Evolution du nombre de π^0 au cours des différentes séquences de la période LHC11d.

La FIG. 5.8 montre quant à elle l'évolution du nombre de π^0 au cours des différentes séquences de la même période. Nous voyons que cette quantité, qui porte une plus grande signification physique que le nombre d'agrégats (même si aucune correction n'est apportée au nombre de π^0 estimé), est relativement stable au cours de séquences malgré la présence des canaux défectueux. Notons à cet égard que les points anormalement bas sont la plupart du temps causés par un nombre d'évènements trop limité ne permettant pas d'extraire correctement le nombre de π^0 (cf. annexe page 152).

C'est finalement les histogrammes relatifs à chaque séquence accompagnés des histogrammes de tendance qui permettent ensemble de statuer sur la qualité de chaque séquence. Remarquons qu'une réévaluation est effectuée après chaque nouvelle reconstruction faisant qu'une même séquence peut être jugée mauvaise pour la première reconstruction et bonne dans la suivante.

5.3.3 Recherche des canaux défectueux de EMCal

Il n'est guère nécessaire d'insister longuement sur l'importance que revêt l'identification des canaux générant un signal non-physique dans le calorimètre. En effet, il est facile de comprendre que de telles « tours bruyantes », si elles ne sont pas masquées, seront *ipso facto* associées au dépôt d'énergie d'une particule n'ayant jamais existé. La FIG. 5.9 montre un exemple de canal défectueux (en rouge) mis en regard avec un canal normal (en noir). Ici deux anomalies sont flagrantes, d'une part un nombre d'entrées beaucoup trop important est constaté jusqu'à 0,75 GeV et d'autre part il y a une cassure brutale dans le spectre à partir de cette même énergie. Généralement moins « visibles » mais tout aussi gênantes, certaines tours défectueuses se caractérisent par l'absence de signal ou bien encore par une réponse non-standard ne permettant pas d'en tirer une information physique exploitable. De tels canaux, s'ils ne sont pas repérés, peuvent engendrer une mésestimation de l'énergie d'une particule voire simplement sa non-détection.

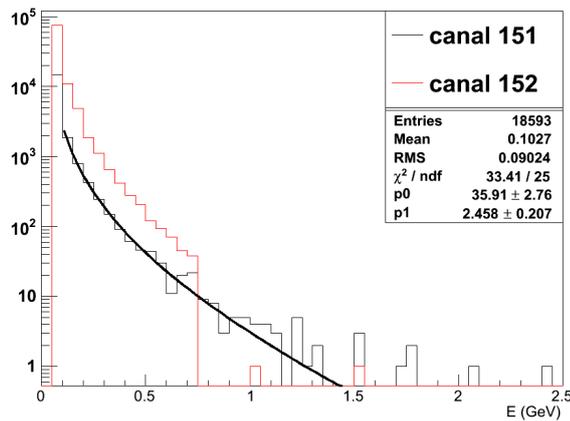


FIG. 5.9– Réponses en énergie de deux canaux d'EMCal, en rouge le canal 152 défectueux et en noir le canal 151 fonctionnant normalement. Le comportement de ce dernier est bien reproduit par la fonction $f(x) = A \frac{e^{-Bx}}{x^2}$.

Pour chacune des périodes de prise de données, un masque doit ainsi être conçu. Les reconstructions de calibrages sont alors utilisées pour déterminer quelles cellules doivent être ignorées lors des futures reconstructions. Mais avant d'établir une liste de ces cellules, nous

devons vérifier si l'état du calorimètre n'a pas trop évolué durant la période et, le cas échéant, définir des sous-périodes qui auront chacune un masque différent. A cet effet, nous utilisons les histogrammes de contrôles comme celui donnant la distribution en η - ϕ de l'énergie moyenne déposée dans les cellules (FIG. 5.5) qui permettent de remarquer tout changement important (par exemple la déconnexion d'un supermodule).

Une fois ces sous-périodes établies, nous allons chercher à déterminer pour chacune d'elle, la liste précise des canaux défectueux. En pratique, un canal problématique est défini comme un canal ayant un comportement éloigné d'un certain standard. Pour repérer une telle déviation, il est tiré profit des prises de données « physiques » où il y a une production de particules relativement homogène dans l'acceptance du calorimètre. Ainsi, si une déviation statistiquement significative est observée dans la réponse de certains canaux par rapport aux autres, les canaux en question pourraient bien être défectueux. C'est dans cette logique que s'inscrit notre programme `BadChannelAnalysis.C` (basé sur un travail de Olga Dryga [126]) permettant une pré-identification des canaux problématiques. Les données d'entrées sur lesquelles ce programme s'appuie sont simplement la distribution de l'énergie déposées dans les différents canaux du calorimètre et sont générés par la tâche d'analyse `AliAnaCalorimeterQA`.

Pour concevoir ce programme, nous avons dans un premier temps identifié différentes quantités susceptibles de discriminer un canal bon d'un canal problématique :

- l'énergie moyenne déposée dans la cellule
- le nombre de coups enregistrés par la cellule
- les paramètres associés à l'ajustement de l'amplitude par la fonction $f(x) = A \frac{e^{-Bx}}{x^2}$ (FIG. 5.9) que sont : χ^2/ndf (quantité évaluant la qualité de l'ajustement), A et B

Notons que des coupures sur l'énergie minimale et maximale peuvent être configurées pour le calcul de chacune de ces quantités. Une coupure sur l'énergie minimale est souvent nécessaire car elle permet d'éviter d'être sensible au bruit présent à très basse énergie (< 100 MeV). La coupure haute est quant à elle, plutôt utilisée lors de l'étude de données déclenchées par EMCAL afin de ne pas considérer la partie du spectre impactée par le mode de déclenchement (entraînant une bosse dans le spectre aux alentours du seuil et échec de la procédure d'ajustement).

Il faut maintenant déterminer un critère visant à décider quelles valeurs des quantités listées, relèvent d'un fonctionnement normal et lesquelles sont le signe d'un éventuel dysfonctionnement. La principale difficulté à laquelle nous avons été confronté dans cette quête provient du fait qu'une poignée de cellules défectueuses peuvent totalement venir modifier des valeurs moyennes des différentes quantités évoquées. Ainsi, pour éviter ces instabilités, nous n'avons pas utilisé ces moyennes comme ligne de base pour repérer les canaux problématiques. La méthode développée suit ces étapes pour chaque critère :

- la distribution est sondée afin de déterminer un intervalle où se situe l'essentiel des effectifs
- nous enclenchons une procédure d'ajustement dans cet intervalle en utilisant une fonction gaussienne
- les cellules situées en dehors de $\pm 6\sigma$ autour de la valeur moyenne de la fonction sont étiquetées comme potentiellement défectueuse

La FIG. 5.10 illustre le résultat de l'application de cette procédure pour le critère d'énergie moyenne lors de la période LHC11d (l'une des deux périodes utilisées pour notre analyse avec LHC11c). Les canaux ayant une valeur de ce critère située hors de la zone délimitée par les lignes vertes (sur l'histogramme de droite) sont alors ajoutés à la liste de canaux potentiellement défectueux.

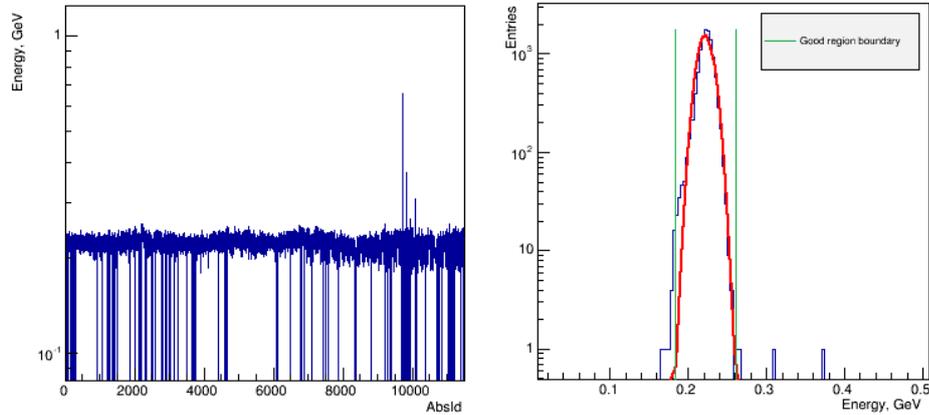


FIG. 5.10– A gauche : l'énergie moyenne (par coup) déposée dans chacune des tours d'EMCal en fonction de leur numéro d'identification (AbsId) lors de la période LHC11d. A droite : la projection sur l'axe y de cette même distribution, une déviation de plus de 6σ par rapport à l'ajustement gaussien de celle-ci est considérée suspecte.

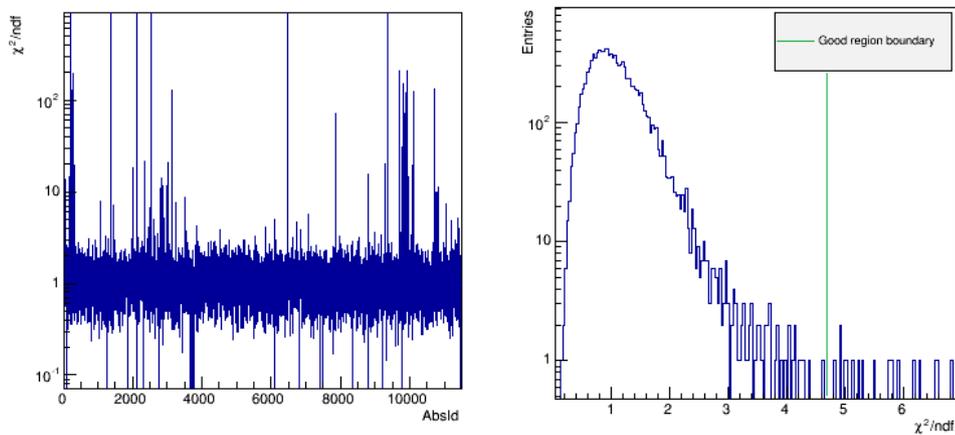


FIG. 5.11– A gauche : le χ^2 réduit associé aux ajustements des amplitudes par la fonction $f(x) = Ae^{-\frac{Bx}{x^2}}$ en fonction du numéro d'identification du canal considéré (AbsId) lors de la période LHC11d. A droite : la projection sur l'axe Y de cette même distribution, une déviation de plus de 6σ est considérée suspecte (à droite de la ligne verte).

Comme nous l'avons évoqué, le programme permet d'étudier la forme de l'amplitude de chacun des canaux du calorimètre via l'ajustement de cette distribution par une fonction adéquate. La FIG. 5.9 illustre que la fonction $f(x) = Ae^{-\frac{Bx}{x^2}}$ reproduit très bien l'amplitude d'un canal fonctionnant normalement. En revanche, si l'ajustement s'avère mauvais voire échoue, cela

peut être le signe annonciateur d'un canal défectueux. Cette qualité de l'ajustement est évaluée par la variable (χ^2/ndf) qui quantifie l'écart entre la fonction et les données expérimentales, une valeur proche de 1 signifie une bonne reproduction. La FIG. 5.11 montre la distribution de cette variable pour chacun des canaux du calorimètre. Certains d'entre eux possèdent une valeur de χ^2/ndf extrêmement élevée dénotant un échec de la procédure d'ajustement.

Maintenant que nous avons établi une procédure permettant de trier, pour une caractéristique donnée, les canaux fonctionnant normalement des autres, nous devons l'incorporer dans une approche globale permettant d'accéder automatiquement à une liste définitive de cellules candidates défectueuses. La FIG. 5.12 montre les étapes successives suivies par le programme permettant d'y parvenir. Nous notons qu'après chaque test, les canaux ayant échoué à le passer sont exclus pour le test suivant. Cette procédure d'exclusion permet d'augmenter la stabilité du programme. En effet, nous avons remarqué que la présence de cellules défectueuses augmente la probabilité d'un échec de la procédure de localisation de la distribution et interfère dans l'ajustement gaussien de celle-ci. Il est de plus inutile, dès lors qu'une cellule a échoué à l'un des tests de la conserver pour les suivants. Ainsi, après chaque test un nouveau fichier d'entrée est généré supprimant les canaux suspects. La dernière étape du programme étant l'affichage des résultats comprenant notamment les distributions de toutes les cellules suspectes ainsi que les différents histogrammes de contrôles (dont les FIG. 5.10 et 5.11 sont des exemples) permettant de s'assurer que chaque étape du programme s'est déroulée correctement.

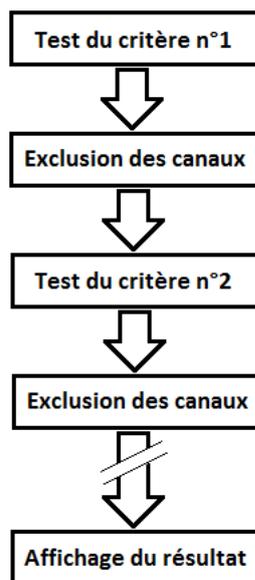


FIG. 5.12– Principe de fonctionnement du programme BadChannelAnalysis.C, les canaux ayant échoué à un test sont exclus pour le test suivant afin d'améliorer la stabilité du programme.

Finalement, les canaux ayant échoués à l'un des différents tests sont passés en revue un à un pour une ultime évaluation effectuée « à l'œil ». Cette dernière, bien que fastidieuse, est la seule garante du bon fonctionnement du programme. D'autre part cette évaluation permet d'établir une différenciation entre un canal « irrécupérable » auquel nous attribuons un statut mauvais et qui sera automatiquement masqué et un canal moins problématique qui pourra, à

la guise de l'utilisateur, être masqué ou non lors de l'utilisation de ces données. Un exemple de masque, avec ces différents statuts, est présenté FIG. 5.13. Dans cet exemple extrait de la période LHC11d, le programme a repéré 304 canaux potentiellement défectueux soit 2,6 % du total. Parmi ceux-là, 195 ont été considérés comme mort ou mauvais (et irrécupérables), 84 ont été classés parmi les canaux suspects (qui devraient pouvoir faire l'objet d'un recalibrage) et 25 ont finalement été jugés bons.

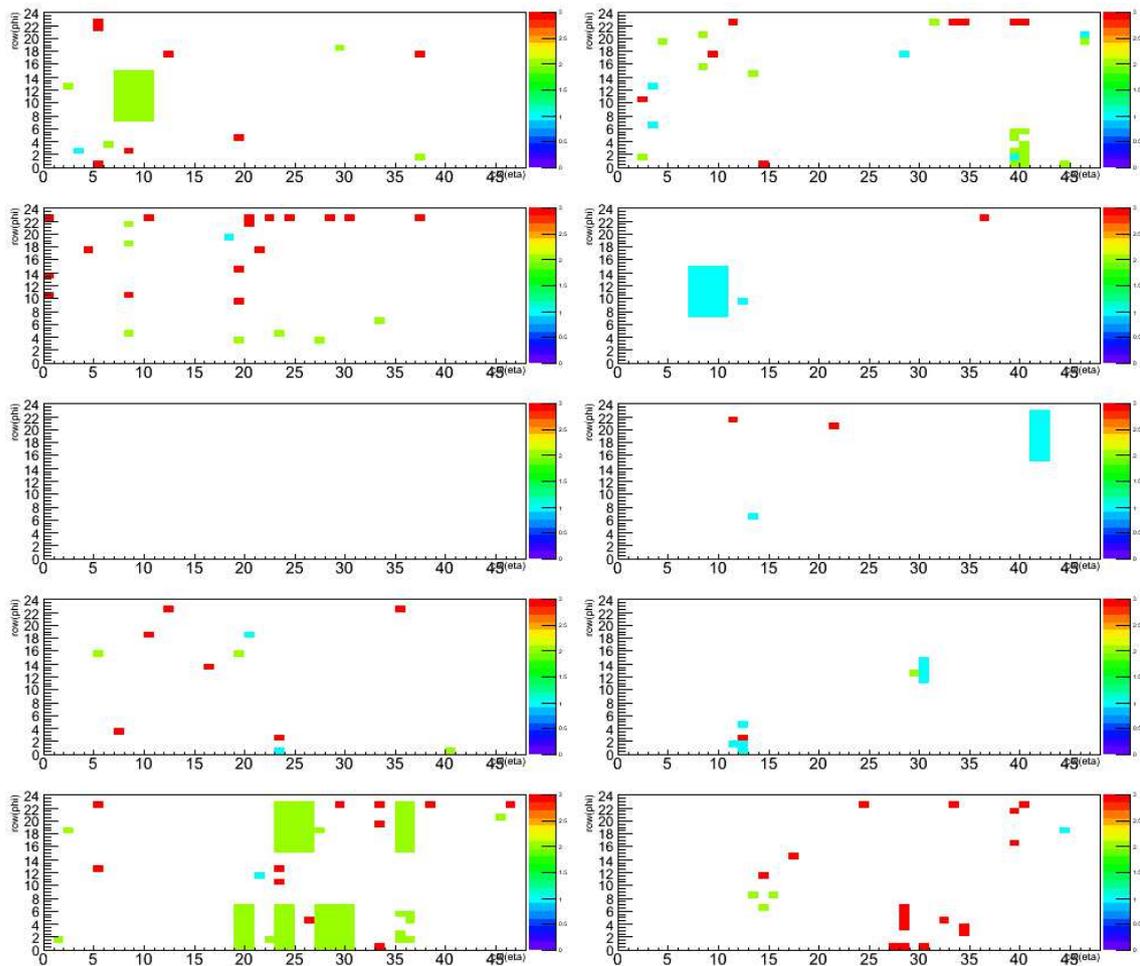


FIG. 5.13– Masque des cellules défectueuses pour chaque supermodule lors de la période LHC11d : la valeur 1 (apparaissant en bleu clair) correspond à une cellule morte, la valeur 2 (vert) à une cellule défaillante et irrécupérable et la valeur 3 à une cellule suspecte mais potentiellement re-calibrable. Les cellules ayant le statut 1 et 2 sont automatiquement masquées alors que le choix en revient à l'utilisateur pour celles ayant le statut 3.

Un contrôle de cette procédure d'identification des cellules défectueuses peut être effectué en regardant le spectre des amplitudes de l'ensemble des canaux après l'exclusion de ceux jugés défectueux. La FIG. 5.14 montre ce spectre avant et après ce rejet, nous voyons ici l'importance que revêt cette identification, notamment concernant les dépôts de grande énergie qui sont dominés par la contribution de quelques canaux bruyants. Nous voyons aussi que le spectre final est débarrassé des irrégularités présentes dans le spectre initial.

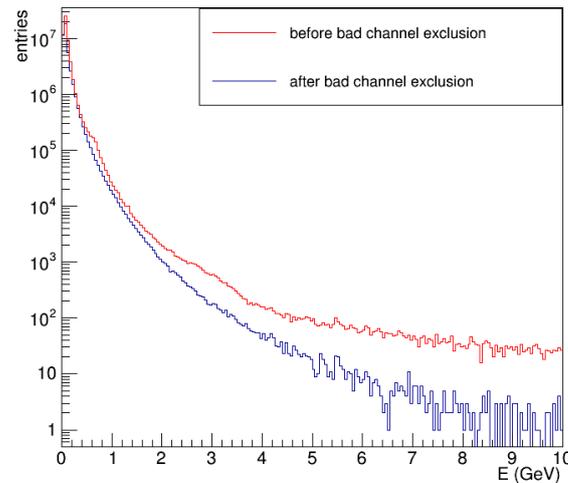


FIG. 5.14– Distribution de l’amplitude de l’ensemble des canaux du calorimètre durant la période LHC11d avant et après l’exclusion des cellules défectueuses.

5.4 Sélection des données

Nous avons montré partie 5.1.2 l’apport statistique substantiel que permet l’utilisation du déclencheur L0 d’EMCal en vue notamment de la mesure de photons de grande impulsion. C’est alors naturellement que notre choix s’est porté sur les données p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV prises en 2011 dans lesquelles ce déclencheur a été abondamment utilisé. Plus précisément, ce sont les périodes LHC11c et LHC11d qui regroupent la quasi-totalité des données exploitables (ayant passé avec succès les contrôles qualité précités) déclenchées par EMCal en 2011 que nous avons ciblées. Pour ces périodes des AOD ont été produits à partir des ESD correspondant. Comme ces derniers, ils rassemblent les données reconstruites des différents sous-détecteurs mais contiennent moins d’informations afin de rendre leur analyse moins consommatrice en ressources informatiques. En l’occurrence, dans les AOD concernés, seuls les événements satisfaisant les critères d’une collision « physique » ont été conservés (cette sélection est basée sur le temps auquel les deux hodoscopes du V0 ont été touchés).

Après que la cible ait été définie, nous avons établi une première sélection parmi les 145 séquences de données disponibles avec ces AOD. Nous avons tout d’abord exclu 53 séquences en nous basant sur des critères qualitatifs relativement généraux :

- le calorimètre est incomplet (il arrive qu’un problème inopiné nécessite de stopper la lecture de certaines zones de EMCal) : 158492, 158516, 158520, 158526, 158533
- la distribution des agrégats ou (et) celle des traces dans le CTS est (sont) anormale(s) : 157766, 158135, 158717, 158722, 158729, 158779, 158780, 158781, 158784, 158788, 158790, 158793
- les informations disponibles dans les AOD ne permettent pas d’effectuer notre sélection sur le rejet des particules chargées : 153223, 153232, 153296, 153362, 153369, 153371, 153373, 153533, 153536, 153539, 153541, 153542, 153544, 153548, 153552, 153558, 153560, 153566, 153570, 153571, 153583, 153587, 153589, 153591, 153594, 153702, 153709, 153718, 153725, 153726, 153727, 153728, 153733, 153738
- Le nombre d’évènements déclenchés par EMCal est inférieur à 1000 : 154151, 159318

Cette première sélection, nous a permis de conserver 92 séquences de données. Nous avons procédé à une dernière sélection en se basant sur les quantités physiques les plus sensibles à l'établissement du spectre de photons prompts isolés :

- le nombre d'agrégats d'énergie supérieure à 10 GeV par évènement (FIG. 5.15) : c'est à partir de ces agrégats que nous sélectionnerons les photons directs, ce seuil de 10 GeV été choisi afin de se situer suffisamment loin du seuil d'actionnement du déclencheur qui est de 5,5 GeV pour les séquences de données que nous venons de pré-sélectionner
- la somme de l'énergie transverse des agrégats dans un cône de rayon $R = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} = 0,3$ (FIG. 5.16 à gauche) : cette quantité sera utilisée pour définir les critères d'isolements détaillés partie 6.5 (la taille du cône pouvant varier).
- la somme de l'impulsion transverse des traces dans un cône de rayon $R = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} = 0,3$ (FIG. 5.16 à droite) : elle sera aussi utilisée pour définir les critères d'isolement.

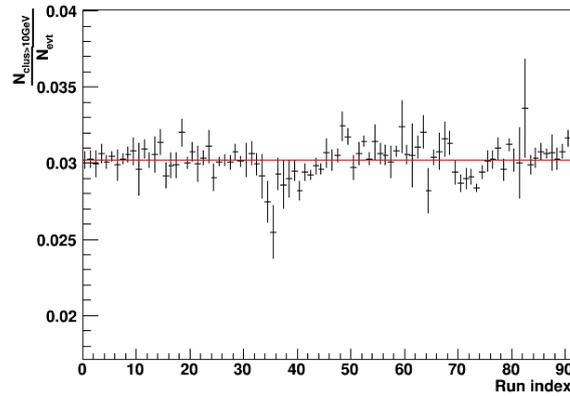


FIG. 5.15– Nombre d'agrégats d'énergie supérieure à 10 GeV par évènement pour les 92 séquences de données pré-sélectionnées. Un ajustement par une fonction constante permet de visualiser la stabilité de cette quantité.

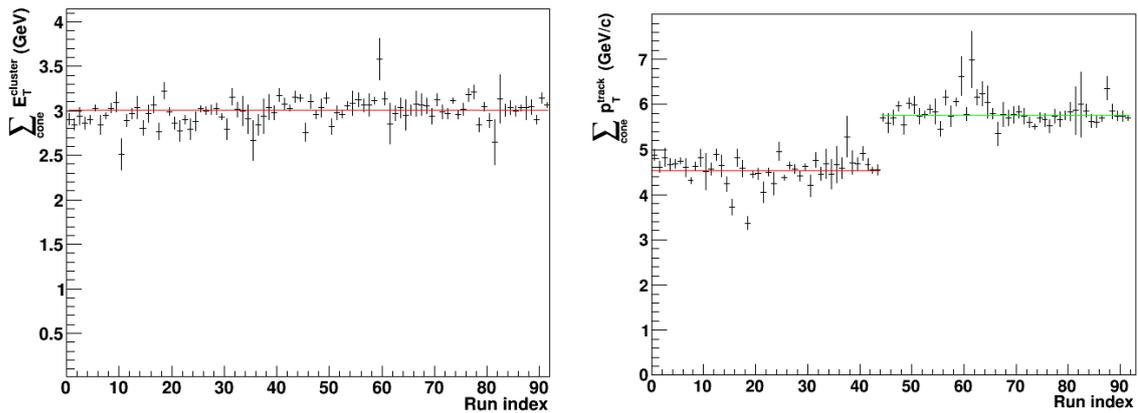


FIG. 5.16– Valeur moyenne de la somme, dans un cône $R = 0,3$ autour d'un agrégat d'énergie supérieure à 10 GeV, des énergies transverse des agrégats (à gauche) et des impulsions transverse des traces (à droite) pour les différentes séquences de données pré-sélectionnées. Des ajustements par des fonctions constantes permettent d'apprécier la stabilité des quantités considérées.

Nous remarquons une bonne stabilité globale des deux premières observables listées. En revanche un palier est visible pour la somme des énergies transverses des traces (à droite). Nous n'avons pas complètement compris d'où provenait cette différence et nous avons choisi de garder ces deux sous-périodes de données (le changement se produit à partir de la séquence 156891) et d'estimer *a posteriori* une erreur systématique en comparant les résultats finaux obtenus sur chacun des deux sous-ensembles.

Au final, nous avons décidé de rejeter les séquences de données ayant une déviation de plus de $3,5 \sigma$ par rapport à l'ajustement par une fonction constante sur au moins l'une des trois quantités étudiées ainsi que celles ayant une déviation supérieure à $2,5 \sigma$ sur au moins deux des trois quantités. Ce sont ainsi les séquences 154264, 154270, 157275 et 157564 qui ont été écartées. Ce rejet entraîne une perte de 7% du nombre total d'évènements. Notons que nous avons fait une exception pour la séquence de données 158285 car sa déviation à la moyenne reste relativement modérée, elle est en effet respectivement de 6, 3 et 4% pour le nombre d'agrégats par évènement, la somme des énergies des agrégats et la somme des impulsions des traces. La liste finale est ainsi constituée de 88 séquences de données :

154126, 154130, 154132, 154136, 154141, 154143, 154207, 154211, 154219,
 154220, 154221, 154222, 154252, 154257, 154261, 154266, 154269, 154273,
 154281, 154283, 154286, 154289, 154382, 154383, 154385, 154478, 154480,
 154482, 154483, 154485, 154495, 154763, 154773, 154780, 154783, 154786,
 154787, 154789, 154793, 154796, 154808, 156889, 156891, 156896, 157203,
 157220, 157227, 157257, 157261, 157262, 157277, 157475, 157496, 157560,
 157562, 157567, 157569, 157818, 157819, 157975, 157976, 158086, 158112,
 158115, 158118, 158192, 158196, 158200, 158201, 158285, 158287, 158288,
 158293, 158301, 158303, 158304, 159254, 159258, 159260, 159286, 159532,
 159535, 159538, 159575, 159577, 159580, 159581, 159582

Dans ce chapitre nous avons mis en exergue les différents éléments permettant l'acquisition et la mise à disposition de données de bonne qualité dans l'expérience ALICE. C'est ainsi que les avantages liés à l'utilisation du déclencheur L0 d'EMCal pour la mesure des photons directs ont été soulignés. Nous avons aussi décrit les différentes procédures de reconstructions des données brutes rendues possibles par l'utilisation de la grille de calcul du LHC et du logiciel AliRoot. Enfin, un accent particulier a aussi été mis dans la description des processus évaluant la qualité des données et notamment ceux relatifs au calorimètre EMCal. Des contrôles complémentaires ainsi que certaines considérations spécifiques à une mesure de photons isolés nous ont finalement permis de déterminer le set de données à analyser. Au chapitre suivant nous décrirons comment, à partir de ces données, il est possible d'extraire un spectre brut de photons prompts isolés.

Chapitre 6

Mesure des spectres bruts de photons prompts isolés

Dans ce chapitre nous détaillerons les étapes conduisant à l'obtention d'un spectre brut (non corrigé) de photons prompts isolés qui constitue la première étape vers l'établissement d'une section efficace. La première partie sera l'occasion de prendre du recul sur la mesure que l'on souhaite effectuer pour mieux en cerner l'objectif et les moyens de l'atteindre. Avant l'analyse des données réelles, nous consacrerons une partie aux simulations Monte-Carlo qui guideront nos choix de coupures permettant de sélectionner les photons directs ainsi qu'elles permettront, lors du chapitre suivant, de corriger les spectres bruts. Dans une troisième partie nous mettrons en avant la façon dont les événements et les agrégats ont été sélectionnés. Ensuite, nous détaillerons dans une quatrième partie les deux techniques utilisées permettant d'identifier des photons « candidats » parmi l'ensemble des dépôts d'énergie présents dans le calorimètre. La première de ces techniques permet d'écarter les dépôts d'énergie provenant de particules chargées alors que la seconde rejette la contamination grâce à une analyse fine de la forme de ces dépôts. Enfin, nous consacrerons une partie à l'isolement où nous comparerons notamment les performances de différents critères afin de choisir les plus performants. Les résultats découlant de l'application de ces critères aux photons candidats seront présentés et commentés dans la dernière partie.

6.1 Stratégie d'analyse

6.1.1 Objectif

Nous avons vu au chapitre 2 que la mesure des photons prompts isolés permettait d'approcher celle des photons directs. Ainsi, dans ce chapitre nous allons établir un spectre de photons prompts isolés non corrigé et ceci avant d'estimer, au prochain chapitre, les facteurs correctifs menant à la section efficace. Mais avant de passer aux détails techniques de l'analyse, il faut bien comprendre ce que nous souhaitons mesurer. Ainsi, bien que l'utilisation de critères d'isolement soit une méthode très efficace pour réduire la contamination (provenant majoritairement des photons de décroissance du π^0) et diminuer la contribution des photons de fragmentation, il faut bien comprendre qu'elle n'est pas véritablement une technique de mesure, elle participe à la définition même de la mesure. C'est donc bien les photons prompts isolés que nous cherchons à mesurer, il reste néanmoins à définir précisément ce que « isolés » signifie. De cette définition de la mesure (isolement plus ou moins strict) dépendra la proportion entre photons de fragmentation et photons directs. Ainsi, dans notre étude, les photons de fragmentation revêtent un statut légèrement ambigu. En effet, dans la quête d'une mesure s'approchant au plus près de celle des photons directs, nous voulons, via une technique d'isolement, réduire au maximum leur contribution. En revanche, une fois le critère d'isolement défini, les photons de fragmentation qui le satisfont font partie intégrante du signal que

nous voulons mesurer. Finalement, le but poursuivi dans ce chapitre est l'établissement d'une sélection et d'un critère d'isolement nous permettant d'obtenir un spectre de photons prompts isolés contenant le plus de photons directs possible et dont la contribution des photons de fragmentation est modérée. Le tout en limitant aussi la contamination car les incertitudes sont généralement d'autant plus faibles que le rapport signal/bruit est grand.

6.1.2 Les différentes sélections

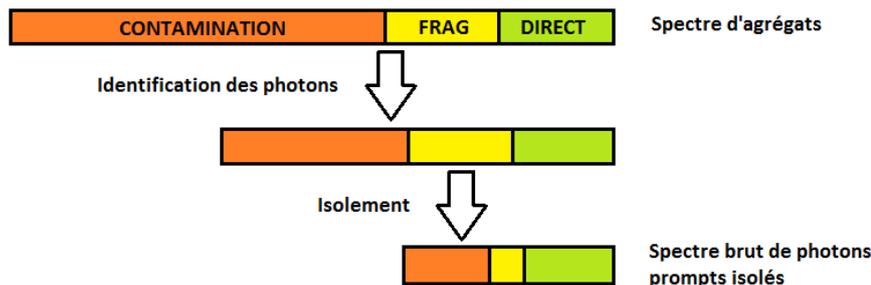


FIG. 6.1– Vue schématique des effets de l'identification des photons prompts et de l'isolement sur les contributions de la contamination, des photons de fragmentation et des photons directs.

La FIG. 6.1, illustre les différentes étapes menant à l'obtention d'un spectre brut de photons prompts isolés :

- Le point de départ est le **spectre d'agrégats** de grande énergie ($E > 10$ GeV) situés dans l'acceptance dédiée à la mesure des photons isolés. Nous verrons partie 6.5 que l'utilisation d'une coupure fiduciaire est nécessaire et que l'acceptance utile qui en résulte est subordonnée au choix du critère d'isolement.
- L'**identification des photons** qui sera détaillée section 6.4, permet une première réduction de la contamination. Cette procédure commence par éliminer les agrégats pouvant être reliés au dépôt d'énergie d'une particule chargée dans le CTS. La seconde sélection se base sur la forme de l'agrégat et permet, entre autres, d'éliminer efficacement les photons de décroissance provenant de la décroissance du π^0 . Nous montrerons que cette dernière phase d'identification est particulièrement efficace aux énergies intermédiaires.
- L'**isolement des photons** (section 6.5) permet une seconde réduction de la contamination et réduit aussi la contribution des photons de fragmentation. Nous verrons que l'isolement est particulièrement efficace à grande énergie.
- Au final, le **spectre brut de photons prompts isolés** obtenu à l'issue de ces étapes contient encore une contamination résiduelle (notamment à basse énergie) qui sera évaluée et prise en compte au prochain chapitre.

6.1.3 L'optimisation des coupures

Nous venons de voir les différentes étapes qui vont nous permettre d'obtenir un spectre de photons prompts isolés. Notre stratégie d'analyse consiste alors à concevoir un duo identification des photons/isolement diminuant au maximum la contamination et la présence de photons de fragmentation tout en préservant le plus grand nombre de photons directs. La recherche quantitative d'un jeu de coupures optimal est très complexe pour au moins deux raisons :

- Le critère à minimiser pour une telle entreprise serait fonction de l'erreur systématique et statistique finale, or il est loin d'être trivial de réussir à relier ces derniers aux paramètres définissant les coupures.
- Le rapport signal/bruit, l'efficacité d'identification des photons prompts ainsi que la capacité d'une coupure d'isolement à rejeter des particules autres que les photons prompts varient fortement en fonction de l'énergie.

Ainsi, pour déterminer les paramètres régissant les différentes coupures, nous avons abandonné l'approche globale. L'effet de chaque sélection sera étudié individuellement afin de trouver un compromis entre la plus-value qu'elles apportent en terme de réduction de la contamination et leur efficacité (proportion de photons directs passant la coupure). Notons que l'aspect de complémentarité des coupures sera pris en compte lors du choix du critère d'isolement.

6.2 Les simulations Monte-Carlo

Les simulations Monte-Carlo vont être utilisées à différents stades de l'analyse. Elles le seront tout d'abord lors de nos études visant à déterminer les critères de sélections les plus performants pour l'identification des photons prompts (section 6.4) et pour leur isolement (section 6.5). Ensuite, ces simulations seront utilisées afin de calculer les termes correctifs liés notamment aux différentes efficacités (chapitre 7). Enfin, elles nous permettront d'établir les prédictions théoriques auxquelles les résultats expérimentaux seront confrontés (chapitre 9). C'est le générateur Pythia [92], intégré dans AliRoot, qui a été utilisé pour simuler les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV et modéliser le signal et le bruit de fond. L'interaction entre les particules et les différents sous-détecteurs à, quant à elle, été gérée par le code de transport Geant3 [123].

6.2.1 Modélisations du signal et du bruit de fond

Le générateur Pythia 6.4 [92] offre la possibilité d'activer ou de désactiver différents processus durs (parmi plusieurs centaines de processus $2 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 1$), laissant ainsi le choix à l'utilisateur d'étudier celui ou ceux qu'il désire. C'est ainsi que deux simulations, faisant appel aux fonctions de structures CTEQ5L et à l'optimisation Perugia 2011, nous permettent de modéliser d'une part le signal et d'autre part le bruit de fond :

- La **modélisation du signal** se base sur la simulation de processus durs engendrant la production de photons directs. Les processus dominant étant le processus Compton ($g + q \rightarrow \gamma + q$) et celui d'annihilation ($q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$). Il a aussi été requis que le photon direct (ou l'un des deux le cas échéant) soit généré dans l'acceptance du calorimètre.
- La **modélisation du bruit de fond** s'effectue par la simulation des processus durs n'engendrant pas de photons directs ($g + q \rightarrow g + q$, $q + \bar{q} \rightarrow g + g \dots$). Afin d'enrichir notre simulation en « faux photons candidats », nous avons requis qu'un π^0 (première source de contamination) ayant $p_T > 5$ GeV/c soit généré dans l'acceptance du calorimètre.

Notons que, pour la modélisation du bruit de fond, l'idéal aurait été de faire appel à une simulation inclusive de production de jets mais, puisque nos coupures d'analyses ont été précisément conçues pour rejeter le maximum de contamination, nous avons dû ajouter la contrainte sur la présence d'un π^0 pour augmenter la statistique. Nous remarquons aussi qu'une partie du signal potentiel, que sont les photons provenant de la fragmentation ou encore des rayonnements d'état initial (ISR) et final (FSR) d'un parton, sont absents de la modélisation du signal (car le parton est émis avec $\Delta\phi \sim 180^\circ$ par rapport au photon) et présents dans la

modélisation du bruit de fond. Ceci ne constitue pas un problème car nous avons constaté, dans la modélisation du bruit de fond, que le nombre de ces photons prompts est négligeable devant la contamination provenant d'autres particules.

6.2.2 Exploitation des résultats

La normalisation

Pour générer des spectres s'étalant sur une large gamme en impulsion transverse tout en restant économe en ressources informatiques, les simulations sont fractionnées en intervalles sur l'impulsion transverse \hat{p}_T échangée des partons interagissant. En effet, les processus durs de grande impulsion transverse sont rares, ce fractionnement permet ainsi d'accéder à une large gamme en impulsion transverse sans avoir à simuler un nombre mirobolant d'évènements. Ainsi, la simulation du signal a été segmentée en 6 intervalles (5-11, 11-21, 21-36, 36-57, 57-84, 84-117 GeV/c) et celle du bruit de fond en 10 (5-11, 11-21, 21-36, 36-57, 57-84, 84-117, 117-152, 152-191, 191-234, 234-∞ GeV/c).

Une fois que chaque sous-simulation a été menée à son terme, il faut les assembler en les normalisant par leur luminosité intégrée correspondante \mathcal{L}_{int} . Celle-ci est facilement accessible car Pythia fournit la section-efficace correspondant aux processus durs sélectionnés σ_{pd} ainsi que le nombre d'essais N_{essais} dont il a eu besoin pour la génération. Nous avons donc pour chaque intervalle :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{N_{essais}}{\sigma_{pd}} \quad (6.2.1)$$

Il nous suffit ainsi de diviser chacun des spectres par \mathcal{L}_{int} et de les additionner pour obtenir le résultat, nous avons en effet :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{\sum_{hb} \frac{dN^{hb}}{dE_T} / \mathcal{L}_{int}^{hb}}{n_{hb}} \quad (6.2.2)$$

où n_{hb} est le nombre d'intervalles.

La FIG. 6.2 montre, pour la modélisation du signal, la contribution des différents intervalles sur le spectre final de photons directs générés. Nous remarquons que, ce fractionnement n'engendre pas d'irrégularité sur le résultat final.

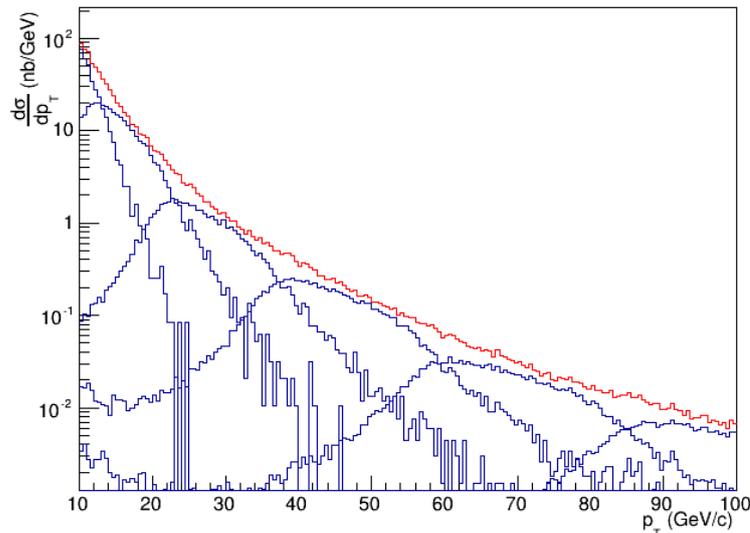


FIG. 6.2– Section efficace de production de photons directs générés par Pythia dans le calorimètre et la contribution de chaque intervalle en \hat{p}_T .

L'information Monte-Carlo

Un des intérêts des simulations est de pouvoir savoir quelle particule a engendré tel dépôt d'énergie. Pour ce faire, chaque type de particule se voit attribué un label permettant cette reconnaissance. Cet identifiant, appelé *pdg code*, provient de la convention établie par le *Particle Data Group* [127]. A titre d'exemple, l'identifiant désignant le photon est le 22, l'électron le 11... Pour chaque agrégat, il est alors possible de savoir quelle est la ou les particules qui l'ont engendré. L'information concernant l'existence d'une ou plusieurs particules mères est aussi conservée ce qui permet une différenciation entre les particules primaires et secondaires. Ainsi un photon n'ayant pas de mère est un **photon prompt**. Enfin, une dernière possibilité offerte par Pythia est celle de savoir quel parton (ou photon) issu du processus dur initial a donné naissance à la particule considérée. Ainsi, une discrimination précise des types de photon est possible :

- Un **photon direct** est un photon qui n'a pas de mère et qui est directement issu du processus dur.
- Un **photon de fragmentation** est un photon qui n'a pas de particule mère et qui est émis par l'un des partons sortant.
- Un **photon de radiation d'état initial** est un photon qui n'a pas de particule mère et qui est émis par l'un des partons entrant.

Notons que les photons provenant de la radiation d'état final d'un parton sont ici inclus dans la dénomination photons de fragmentation.

Concernant le cas spécifique des photons prompts isolés, il n'y a pas de label prévu quant à leur identification et il nous a donc fallu implémenter dans le code un critère d'isolement. Ainsi, afin de déterminer si un photon prompt est isolé, nous avons, au niveau de la génération, regardé la somme des impulsions transverses des particules primaires dans le cône d'isolement et nous l'avons comparé à celle du critère d'isolement choisi (voir section 6.5).

6.3 Sélection des évènements et des agrégats

6.3.1 Sélection des évènements

Maintenant que les données sur lesquelles notre analyse va porter ont été identifiées, il faut procéder à la sélection des évènements. La première étape consiste à sélectionner les évènements relatifs à la classe du déclencheur L0 d'EMCal qui sont au nombre de 9,6 millions. Puis, en vue d'assurer la qualité des évènements, nous avons seulement sélectionné les collisions où la position du vertex primaire a pu être déterminée. Nous avons aussi requis que celle-ci ne soit pas trop « décentrée ». En effet, les paquets de protons étant amenés à entrer en collision au centre d'ALICE ($x = 0, y = 0, z = 0$), une collision trop éloignée de cette dernière peut être le signe d'une interaction faisceau-gaz (le vide dans le tube faisceau n'étant pas parfait), voire d'une collision provenant d'un croisement de paquets parasite. Ces interactions non désirées peuvent avoir lieu tout le long de l'axe du faisceau (z) et comme les « bonnes » interactions sont concentrées autour de $z=0$, les collisions avec un point d'interaction éloigné ont une plus grande probabilité d'être parasites. Pour s'en prémunir au maximum, nous avons sélectionné uniquement les évènements possédant un vertex primaire avec $z \in [-10; 10 \text{ cm}]$ comme l'illustre la FIG. 6.3. Cette coupure élimine environ 9% des évènements et fait que nous allons analyser 8,8 millions d'évènements.

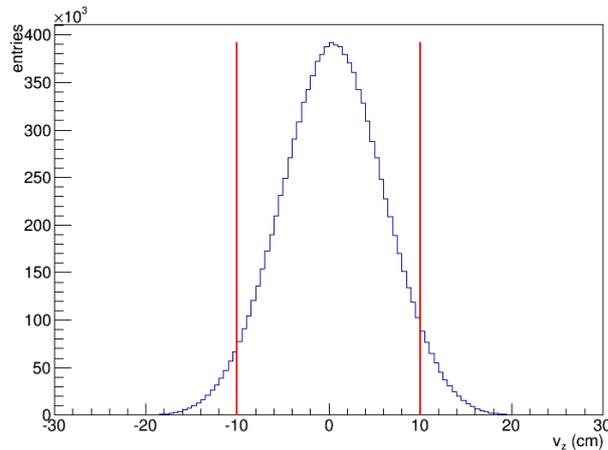


FIG. 6.3– Distribution associée à la position du vertex primaire sur l'axe z . Seules les collisions se produisant dans $z \in [-10; 10 \text{ cm}]$ (entre les barres rouges) sont conservées.

6.3.2 Sélection des agrégats

Lorsqu'une particule atteint le calorimètre elle peut déposer de l'énergie sur plusieurs tours adjacentes. Cet ensemble de cellules, nommé agrégat, permet de restituer plusieurs informations physiques sur la particule qui l'a engendré. L'énergie, pour une particule électromagnétique, correspond à la somme de l'énergie déposée dans les différentes tours composant l'agrégat. En ajoutant à cela, la position de ce dernier obtenu par un calcul barycentrique du dépôt d'énergie [114], nous accédons à l'impulsion (en y ajoutant aussi l'information sur la position du vertex). Enfin, une dernière information est contenue dans la « forme » de l'agrégat, c'est-à-dire dans la configuration spatiales des cellules associée à l'énergie déposée dans chacune d'entre elles. En effet, cette forme constitue un élément d'identification des photons

prompts comme il sera montré partie 6.4.2. Tout ces éléments nous poussent à procéder à un choix minutieux aussi bien concernant l'algorithme d'agrégation que pour les différentes coupures visant à assurer la qualité des agrégats.

Choix de l'algorithme d'agrégation

Le premier élément qui joue un rôle important dans la qualité des agrégats est l'algorithme qui regroupe les cellules touchées afin de les constituer. Plusieurs sont disponibles et nous avons dû choisir celui qui est le plus adapté à notre analyse. L'algorithme v1 (décrit au chapitre précédent page 63) est utilisé par défaut lors de la reconstruction mais il est possible d'en utiliser un autre pour refaire cette procédure d'agrégation. Il existe des algorithmes imposant une configuration à l'agrégat comme l'algorithme 3×3 qui agrège les 8 cellules entourant la cellule la plus énergétique d'un dépôt d'énergie pour former un agrégat. D'autres permettent, en fonction de la distribution de l'énergie dans les cellules, de séparer un amas de cellules en deux agrégats. En comparaison à l'algorithme v1, ces deux types d'algorithmes ont des présupposés relativement fort sur la forme que doit adopter un agrégat ce qui permet, dans une certaine mesure, d'éviter qu'un agrégat soit constitué par la superposition du dépôt d'énergie de plusieurs particules. Ainsi, ces algorithmes sont avant tout utiles pour mesurer la production de π^0 ou de η . En effet, ceux-ci décroissent respectivement à 98,8% et à 39,3% en deux photons qui, lorsque l'énergie augmente, ont tendance à se rapprocher et à ne former qu'un seul dépôt d'énergie allongé (cf. page 22). Pour notre étude, nous n'avons pas besoin de démêler les différentes contributions pouvant être à l'origine d'un agrégat, nous voulons simplement identifier ce type d'agrégats pour les éliminer. Comme nous le verrons partie 6.4.2, cette identification se fera par l'étude de la forme de l'agrégat. C'est donc l'algorithme d'agrégation v1 sur lequel nous nous sommes portés car, contrairement aux autres algorithmes, il n'introduit pas de biais sur cette forme puisqu'il ne procède à aucun partage d'énergie ni n'impose de configuration *a priori* aux cellules de l'agrégat. Notons que nous avons requis que la cellule graine (la plus énergétique), possède une énergie d'au moins 300 MeV et que les autres cellules de l'agrégat possèdent au moins 50 MeV. Cette dernière valeur, plus haute que celle utilisée par défaut dans la reconstruction (10 MeV), a été choisie pour minimiser l'addition de bruit aux agrégats qui est très présent en dessous de 50 MeV.

Coupure sur la position des agrégats

Maintenant que l'algorithme d'agrégation a été choisi, il reste à établir une sélection des agrégats permettant d'assurer leur qualité. Tout d'abord, il faut veiller à ce que les agrégats ne soient pas amputés à cause de leur contiguïté à un bord ou à une zone masquée. Ces dernières correspondent à des zones où les cellules ont été répertoriées comme défailtantes (la procédure d'identification de ce type de cellule est décrite chapitre 5 page 69). Ainsi pour éviter un biais, les agrégats ayant leur cellule la plus énergétique située à une distance inférieure à l'équivalent de deux cellules d'un bord ou d'une zone masquée, sont écartés de l'analyse. Cette coupure est plutôt conservatrice pour l'analyse qui nous intéresse. En effet, en moyenne 90% de l'énergie que dépose le photon est concentrée dans un rayon de Molière qui correspond à 3,2 cm pour EMCal (soit $\simeq 1/2$ tour). Le profil en énergie de la gerbe électromagnétique décroît ensuite exponentiellement lorsque l'on s'éloigne du point d'impact (qui correspond à peu près à la position de la cellule la plus énergétique). C'est pourquoi dans le cas d'un photon, l'énergie déposée à des distances supérieures à deux cellules est négligeable ce qu'illustre bien la FIG. 6.4. Dans cet exemple d'agrégat engendré par un photon, les deux cellules les plus éloignées de la cellule la plus énergétique sont situées à une distance de 2 cellules et contiennent par ailleurs

moins de 1% de l'énergie totale de l'agrégat. Ainsi, l'énergie hypothétiquement déposée par cette particule à des distances supérieures n'a même pas franchi le seuil requis par notre algorithme d'agrégation (50 MeV).

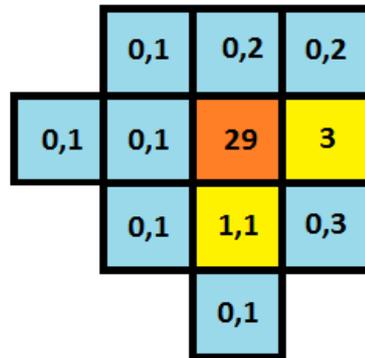


FIG. 6.4– Agrégat formé par un photon de 36 GeV dans EMCAL (simulation utilisant Geant 3). L'énergie déposée (indiquée en GeV) devient rapidement très faible lorsque l'on s'éloigne de la cellule la plus énergétique.

Coupure sur la topologie des agrégats

Aux énergies considérées (> 10 GeV), un photon dépose nécessairement son énergie sur plusieurs cellules comme l'illustre la FIG. 6.4. De ce fait, les agrégats constitués d'une seule cellule ne sont pas pris en compte dans l'analyse.

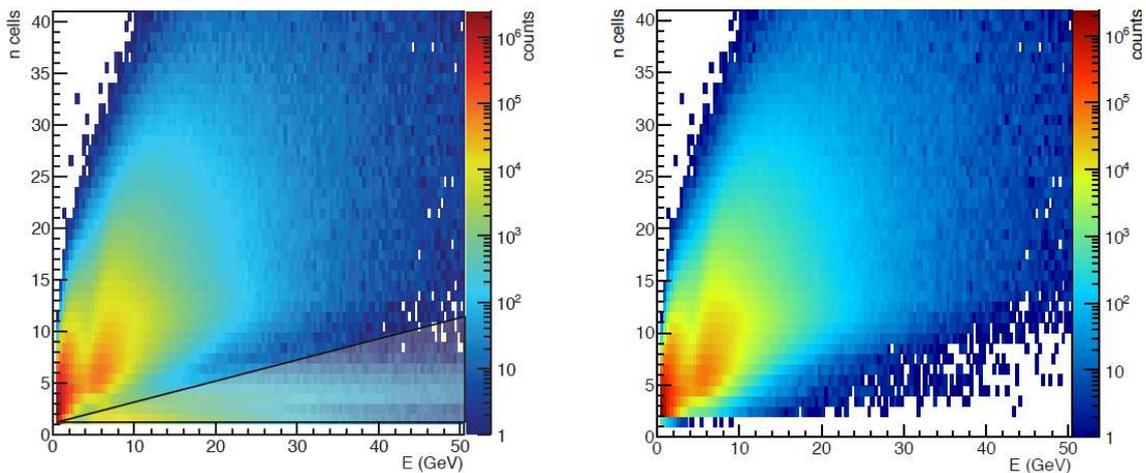


FIG. 6.5– Corrélations entre le nombre de cellules d'un agrégat et son énergie. A gauche, la distribution avant le rejet des agrégats exotiques et à droite la même corrélation après ce rejet. Cette coupure affecte principalement les agrégats ayant une grande énergie pour un faible nombre de cellules.

Dans une même logique, une coupure topologique a été utilisée pour éliminer une population d'agrégats dits « exotiques ». Leur origine n'est pas encore complètement établie, mais l'hypothèse de particules allant interagir directement avec une des photodiodes à avalanche est privilégiée. Ces agrégats exotiques ont la particularité d'avoir souvent une grande énergie pour un faible nombre de cellules ce qui est illustré par la FIG. 6.5. Nous voyons aussi sur cette figure qu'une coupure rejetant ces agrégats s'est révélée efficace. Cette dernière rejette les agrégats ayant : $\frac{E_{adj}}{E_{max}} < 0.03$ où E_{max} est l'énergie de la cellule la plus énergétique de l'agrégat et E_{adj} la somme des énergies des cellules qui lui sont adjacentes (un côté en commun). La FIG. 6.6 illustre les cellules mises à contribution pour ce calcul pour quelques configurations d'agrégats possibles : la cellule la plus énergétique en rouge et les cellules adjacentes en vert. A titre d'exemple, l'agrégat à deux cellules sera considéré comme exotique si une cellule possède plus de 97% de l'énergie totale de l'agrégat.

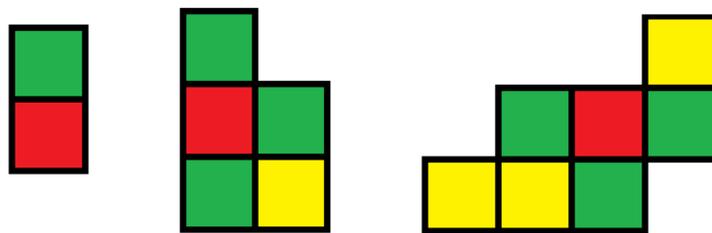


FIG. 6.6– Exemple de configurations d'agrégats, l'énergie de la cellule la plus énergétique (en rouge) et celles de ses cellules adjacentes (en vert) sont utilisées pour déterminer si l'agrégat est exotique.

Coupure sur le temps des agrégats

Nous avons vu lors du chapitre 4 qu'il est possible avec EMCAL d'accéder au temps (relatif) auquel une cellule a été touchée (cf. page 53). Cette information offre la possibilité d'éliminer certains agrégats parasites en procédant à une coupure sur le temps qui leur est associé (celui-ci est donné par le temps de la cellule la plus énergétique de l'agrégat). L'histogramme de droite de la FIG. 4.8 (page 54) montre la distribution du temps des cellules du calorimètre pour des agrégats d'énergie supérieure à 10 GeV. Le pic est net et a peu près centré en 0. Nous avons sélectionné les agrégats dans la région $20 \text{ ns} < t < 20 \text{ ns}$. Cette fenêtre en temps correspond aux particules issues de la collision ayant déclenché l'acquisition correctement. Il y a un petit pic visible à 50 ns (environ 4 % des agrégats), qui correspond aussi à des particules ayant actionné le déclencheur L0 d'EMCAL mais où un problème de synchronisation est survenu (expliqué plus bas). Hormis, le rejet des agrégats situés dans ce second pic, cette sélection rejette un nombre très faible d'agrégats (environ 1%).

Le pic situé à 50 ns est très majoritairement le fruit de bonnes collisions (à l'origine de l'actionnement du déclencheur) mais elles ne sont pas exploitables. En effet, dans les données prises en 2011 utilisant des trains de paquets espacés de 50 ns, l'algorithme du déclencheur L0 d'EMCAL, qui s'appuie sur la forme de l'amplitude du signal pour déterminer le temps auquel celui-ci a été touché, était peu précis. La conséquence fut que, de temps à autre, le signal de déclenchement fut envoyé trop tôt au système d'acquisition l'associant alors incorrectement au croisement de paquet précédent (ce problème a été par la suite résolu en 2012 par l'implé-

mentation d'un nouvel algorithme). Or, la classe de déclenchement relatif au déclencheur L0 d'EMCal nécessite un signal de ce dernier en coïncidence avec un second signal provenant du déclencheur de biais minimum. Ainsi, dans le cas où, une collision remplissant les conditions de biais minimum est suivie 50 ns plus tard d'une collision enclenchant le déclencheur L0 d'EMCal avec une mauvaise association temporelle, la prise de données est alors enclenchée par erreur lors de la première collision. Il en résulte que ces événements possèdent toujours, en plus des agrégats situés à 0 ns provenant de la première collision, des agrégats ayant un temps de 50 ns provenant de la seconde collision. Ces événements devraient être rejetés mais ils ne sont pas facilement identifiables et cela viendrait compliquer la normalisation des données qui sera (discutée au chapitre suivant). Nous avons alors contourné le problème et procédé en deux étapes. La première est d'éliminer les agrégats à 50 ns ce que permet cette sélection sur le temps des agrégats. La seconde sera d'estimer au prochain chapitre un facteur permettant de corriger de cette perte. Le seul inconvénient de cette méthode est que nous n'excluons pas les agrégats liés à la collision de biais minimum. Mais, au vu du peu d'évènements concernés (environ 5%) et surtout au regard du rapport entre le nombre d'agrégats de grande énergie produits entre une collision rare et une collision de biais minimum (environ 3000), cela n'entraîne aucune conséquence.

6.4 Identification des photons

En vue d'obtenir un spectre de photons prompts isolés, il faut déterminer quels agrégats proviennent du dépôt d'énergie d'un photon prompt. Cette sélection s'effectue à travers différentes coupures. Tout d'abord, les agrégats ayant été produits par une particule chargée sont identifiés par une méthode d'extrapolation des traces laissées par celles-ci dans le CTS. Puis, les agrégats ayant une forme trop allongée, incompatible avec la signature d'un unique photon, sont à leur tour écartés. Nous verrons que cette dernière rejette fortement les agrégats provenant des photons de décroissance (en particulier ceux provenant de la décroissance du π^0).

6.4.1 Rejet d'agrégats provenant de particules chargées

Les agrégats du calorimètre électromagnétique peuvent être dû aux dépôts d'énergie de photons ou d'électrons mais aussi à ceux de hadrons qui, à la suite d'une interaction nucléaire, peuvent déposer une fraction importante de leur énergie. Parmi ces différentes sources possibles d'agrégats, les particules chargées peuvent être repérées par l'association de leur trace laissée dans le CTS avec leur agrégat laissé dans le calorimètre. L'intersection entre l'extrapolation de la trajectoire de la trace et la surface du calorimètre donne accès à la position théorique où la particule a atteint le calorimètre. C'est finalement, comme l'illustre la FIG. 6.7, en calculant les écarts (appelés résidus) dans les coordonnées η et ϕ entre un agrégat et l'extrapolation la plus proche d'une trace, qu'il est possible de déterminer si l'agrégat provient de l'interaction d'une particule chargée (typiquement un électron) avec le calorimètre.

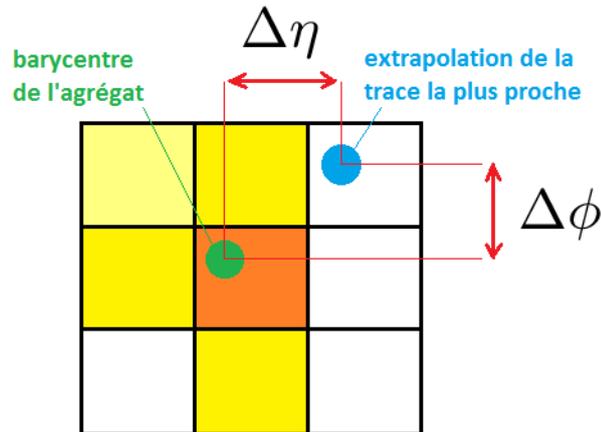


FIG. 6.7– Illustration de la méthode d'identification des agrégats créés par des particules chargées. Les écarts $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ entre le barycentre de l'agrégat et l'extrapolation de la trace la plus proche sont utilisés pour déterminer si ils ont été engendrés par la même particule.

La FIG. 6.8 montre le calcul de ces résidus pour l'ensemble des agrégats. Une forte corrélation est visible en $\Delta\eta = 0$ et $\Delta\phi = 0$ dénotant la qualité de l'extrapolation. Nous remarquons une plus grande dispersion de la distribution $\Delta\phi$, ceci est dû à la présence du champ magnétique qui, étant orienté selon l'axe z , infléchit la trajectoire des particules chargées dans le plan xy ajoutant une incertitude supplémentaire dans le calcul de l'extrapolation de l'angle ϕ . Pour maximiser la pureté de l'échantillon de photons, nous avons choisi une coupure assez large correspondant à deux fois l'écart type (RMS) observé sur les distributions respectives. Ainsi, tous les agrégats avec $\Delta\eta < 0.02$ et $\Delta\phi < 0.03$ sont exclus de notre liste de « candidats photons » soit 21,7% du total.

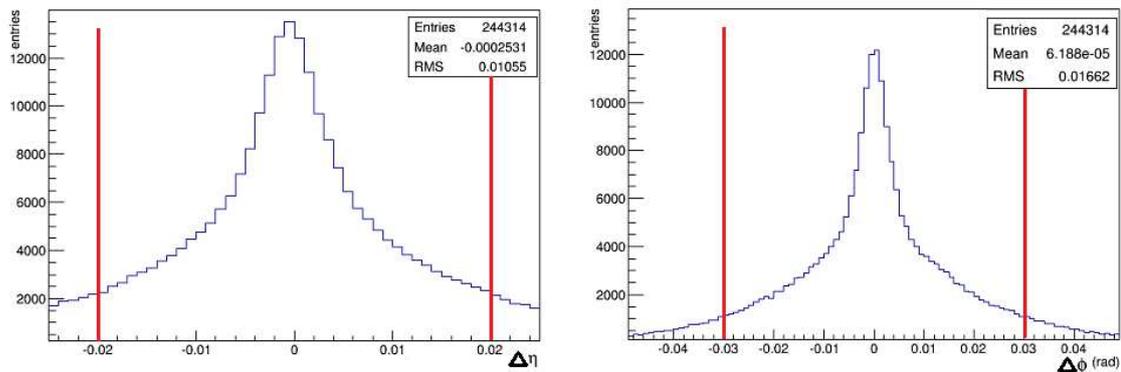


FIG. 6.8– Résidus $d\Delta\eta$ (à gauche) et $d\Delta\phi$ (à droite) quantifiant l'écart entre les coordonnées de chaque agrégat (> 10 GeV) et celles de l'extrapolation de la trace associée la plus proche. Lorsque $\Delta\eta < 0.02$ et $\Delta\phi < 0.03$, l'agrégat est considéré comme provenant de la même particule que celle ayant laissée la trace et est alors écarté.

6.4.2 Sélection basée sur la forme de l'agrégat

Une grande partie des agrégats du calorimètre provient de la décroissance des π^0 en deux photons. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 2, ces photons de décroissance ont tendance à avoir un angle de plus en plus petit lorsque l'énergie du π^0 augmente (cf. page 22), ce qui se traduit expérimentalement par le recouvrement du dépôt d'énergie de ces deux photons dans le calorimètre. La gerbe électromagnétique engendrée par un photon dans EMCAL possède une symétrie cylindrique et une forte concentration d'énergie localisée en son centre (en moyenne 90% dans un rayon de 3,2 cm). Ces caractéristiques se retrouvent dans la façon dont est répartie l'énergie dans les différentes cellules des agrégats. Ainsi, un agrégat provenant d'un seul photon a une forme relativement « ronde » avec une énergie concentrée dans sa ou ses cellules centrales. Au contraire, ceux formés par deux photons provenant de la désintégration d'un π^0 , vont généralement avoir une forme plus allongée avec un dépôt d'énergie plus étalé. Cet « étalement » de l'énergie d'un agrégat peut être quantifié par la variable λ_0^2 :

$$\lambda_0^2 = 0.5 \times (d_{\eta\eta} + d_{\phi\phi}) + \sqrt{0.25 \times (d_{\eta\eta} - d_{\phi\phi})^2 + d_{\eta\phi}^2} \quad (6.4.1)$$

avec $d_{\eta\eta}$, $d_{\phi\phi}$ et $d_{\eta\phi}$ données par : $d_{AB} = \frac{\sum_i w_i A_i B_i}{\sum_i w_i} - \frac{(\sum_i w_i A_i)(\sum_i w_i B_i)}{(\sum_i w_i)^2}$, où A_i et B_i sont les coordonnées de la cellule i (en η ou ϕ) et $w_i = 4.5 - \log(\frac{E_i}{E_{cluster}})$ leur poids basé sur leur énergie relative au sein de l'agrégat $\frac{E_i}{E_{cluster}}$.

Pour dire les choses simplement, la quantité λ_0^2 est une longueur caractéristique (donnée en unité de cellule ~ 6 cm), de la dispersion de la distribution en énergie de l'agrégat sur l'axe où cette dispersion est maximale. L'utilisation de poids logarithmiques, déjà utilisés pour le calcul de la position de l'agrégat, s'inscrit dans l'objectif d'exploiter le profil exponentiel du dépôt d'énergie périphérique d'une gerbe électromagnétique [114].

La FIG. 6.9 a été réalisée à partir de la modélisation du signal pour les distributions associées aux photon directs et à partir de la modélisation du bruit de fond pour le π^0 (décrites partie 6.2). Ainsi, cette figure montre l'évolution de la distribution de la variable λ_0^2 en fonction de l'énergie des agrégats engendrés par les photons directs et par les π^0 . La distribution des photons reste très stable avec l'énergie, elle présente un maximum aux alentours de $\lambda_0^2 = 0,25$ et chute brutalement ensuite. Concernant les π^0 , nous observons deux contributions, la première, située aux faibles valeurs de λ_0^2 correspond aux agrégats formés par un seul photon de décroissance. La seconde contribution provient des agrégats formés par deux photons et se matérialise par une bosse qui, avec l'augmentation de l'énergie, se rapproche de plus des valeurs correspondants aux agrégats formés par un unique photon. Ainsi, cette méthode d'identification est particulièrement efficace aux énergies intermédiaires car, à ces énergies, les π^0 engendrent principalement des agrégats formés par deux photons suffisamment allongés pour être séparables des agrégats formés par un seul photon.

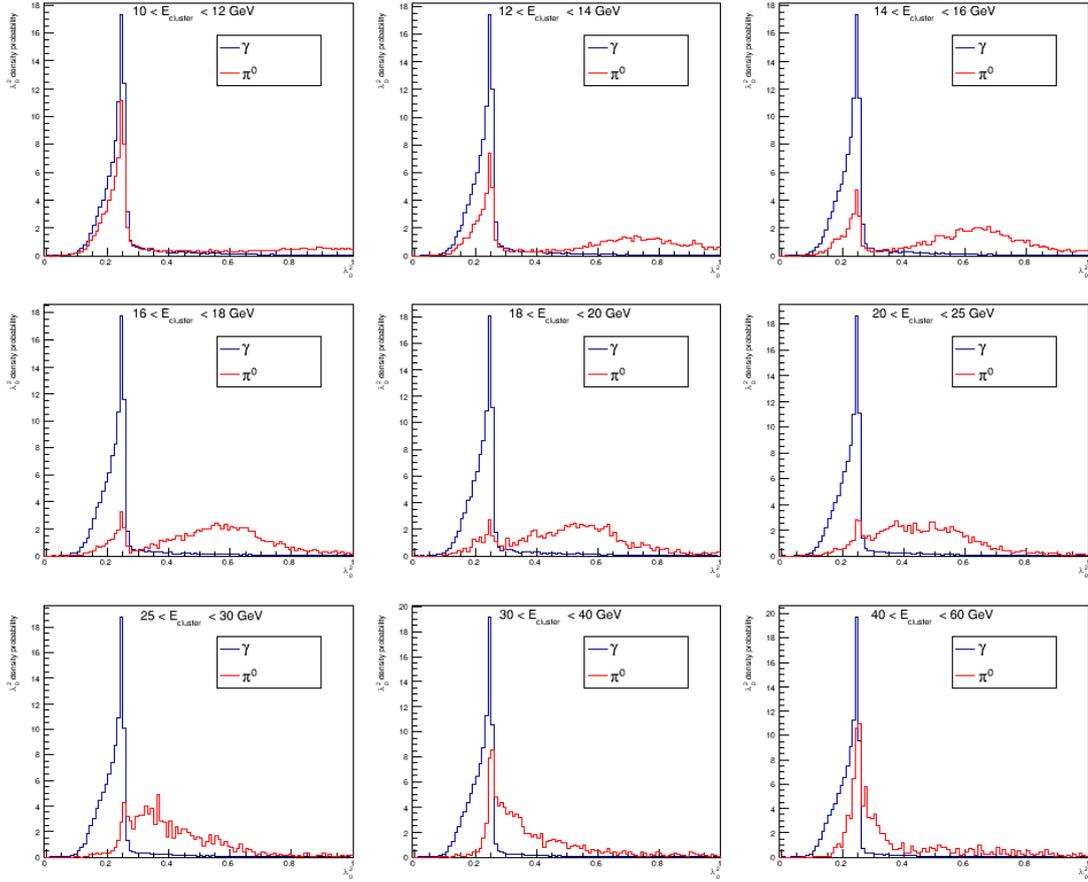


FIG. 6.9– Densités de probabilité de la variable λ_0^2 pour différentes énergies d'agrégats engendrés par les photons directs et les π^0 (via ses photons de décroissance).

Energie (GeV)	agrégats π^0	agrégats photon direct
10-12	59,9%	89,3%
12-14	37,9%	90,3%
14-16	24,8%	91,3%
16-18	17,3%	91,7%
18-20	16,2%	91,8%
20-25	17,8%	93,2%
25-30	22,9%	93,9%
30-40	40,2%	95,4%
40-60	56,2%	96,5%

TABLE 6.1– Proportion des agrégats formés par des photons directs et par des π^0 satisfaisant $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$ pour différents intervalles en énergie.

Finalement, l'intervalle retenu pour l'identification des photons prompts est $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$. La valeur supérieure a été prise avec un léger décalage par rapport à la chute brutale de la distribution des photons directs afin de ne pas y être trop sensible (une telle variation risquerait

d'entraîner d'importantes erreurs systématiques). La coupure inférieure à 0,1 permet quant à elle d'éliminer des agrégats exotiques résiduels. Le tableau 6.1 montre les proportions des agrégats engendrés par les π^0 et les photons directs qui passent la coupure. Aux énergies intermédiaires plus de 80% des agrégats provenant de π^0 sont rejetés contre environ 40% aux intervalles extrêmes. Enfin, concernant l'effet de cette sélection sur l'ensemble des candidats photons dans les données réelles, nous avons un rejet à hauteur de 59,7% des agrégats.

6.5 Isolement des photons

Nous avons énoncé, lors du chapitre 2, les raisons nous poussant à utiliser un critère d'isolement : cela permet de sélectionner préférentiellement les photons directs et réduit la contribution provenant des photons de fragmentation et de décroissance (cf. page 21). De manière générale, en écartant les particules qui ne sont pas isolées, on supprime la contribution de celles issues de la fragmentation d'un parton réduisant la contamination résiduelle. Il nous reste désormais à choisir un critère d'isolement adapté à notre mesure. Nous justifierons dans une première partie la famille de critère que nous avons sélectionné, nous expliquerons aussi comment un tel critère peut être implémenté dans notre analyse. La deuxième partie sera consacrée à la détermination des paramètres optimaux régissant ce critère d'isolement.

6.5.1 Choix la famille de critère d'isolement et implémentation

Lors du chapitre 2, nous avons expliqué l'avantage et les inconvénients des différentes familles de critère d'isolement (cf. page 19). Nous avons mis de côté les critères basés sur l'énergie maximale d'une seule particule dans le cône car ce type de critère ne peut pas être implémenté dans JETPHOX qui sera la base de nos prédictions théoriques (chapitre 9). Nous avons donc choisi les critères d'isolement du type :

$$\sum_{\text{cône}} p_T < p_T^{\text{seuil}} \quad (6.5.1)$$

où p_T^{seuil} est un seuil indépendant de l'énergie.

Le choix d'un seuil constant est notamment motivé par le fait que ce type de critère donne une probabilité d'isolement des photons directs à peu près constante avec l'énergie (explication donnée au chapitre 2 page 19). Cette indépendance doit en particulier permettre de réduire les erreurs systématiques sur les prédictions théoriques qui repose en partie sur la détermination de cette probabilité d'isolement (comme nous le verrons au chapitre 9).

L'implémentation de ce critère dans le programme d'analyse est relativement simple : la somme de l'impulsion transverse des traces et des agrégats dans le cône de rayon $R = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta}$ est comparée à la valeur de p_T^{seuil} définie par l'utilisateur. Notons que comme la grande majorité de l'énergie déposée dans le calorimètre est le fait de particules ayant une masse nulle (photons) ou négligeable (e^\pm) nous utilisons l'approximation suivante pour les agrégats : $\sum_{\text{cône}} p_T \sim \sum_{\text{cône}} E_T$. Il faut aussi souligner que, pour éviter de compter plusieurs fois l'impulsion des particule chargées (notamment celle des électrons), nous utilisons la même procédure de rejet des agrégats ayant une correspondance avec une trace dans le CTS que celle utilisée pour les l'identification des photons (détaillée partie 6.4.1).

6.5.2 Détermination de R et p_T^{seuil}

Dans cette partie nous allons déterminer le ou les couples (R, p_T^{seuil}) qui offrent le meilleur compromis entre une sélection efficace des photons directs et un rejet important du bruit de fond. Dans cette optique, nous allons commencer par déterminer l'efficacité d'isolement de différents critères. Cette efficacité correspond à la probabilité selon laquelle le critère va désigner un photon direct comme étant isolé. Nous regarderons ensuite la capacité de ces différents critères à rejeter la contamination (particules autre qu'un photon direct ayant passé les différentes sélections). À l'aune de ces différents résultats nous délibérerons sur les critères d'isolement qui seront utilisés pour la mesure.

Évaluation de l'efficacité d'isolement

Afin d'estimer la probabilité d'isolement des photons directs, nous avons choisi d'utiliser une méthode basée sur les données réelles pour être, autant que possible, indépendant des simulations. Comme nous l'avons vu au chapitre 2 (page 19), l'environnement immédiat d'un photon direct est constitué par l'évènement sous-jacent (UE). L'estimation de sa contribution va alors permettre d'estimer l'énergie dans le cône entourant un photon direct donnant ainsi accès à sa probabilité d'isolement.

Pour réaliser cette estimation de l'UE, nous avons utilisé la somme de l'impulsion transverse contenue dans deux cônes situés perpendiculairement ($\Delta\phi = \pm 90^\circ$) à la trajectoire du candidat photon direct (agrégat ayant passé nos sélections d'identification des photons) ainsi que l'illustre la FIG. 6.10. Le choix du positionnement des cônes est dû à la possibilité que le photon direct candidat ne soit en fait qu'une particule issue d'un jet. Ainsi, même dans ce cas là, les cônes restent éloignés des particules du ou des jets de l'évènement. Notons que des techniques similaires d'estimation de l'UE sont souvent utilisées [86–88].

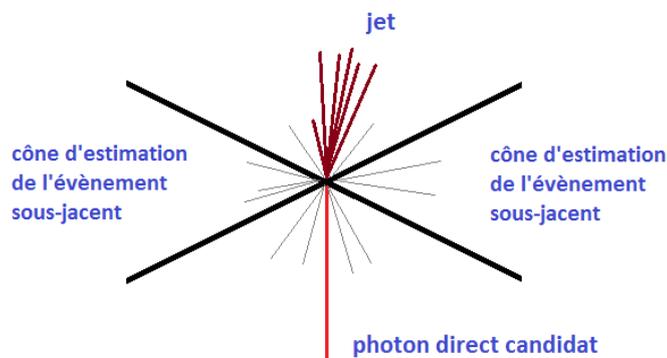


FIG. 6.10– Méthode d'estimation de l'évènement sous-jacent utilisant deux cônes perpendiculaires ($\Delta\phi = \pm 90^\circ$) au photon direct candidat.

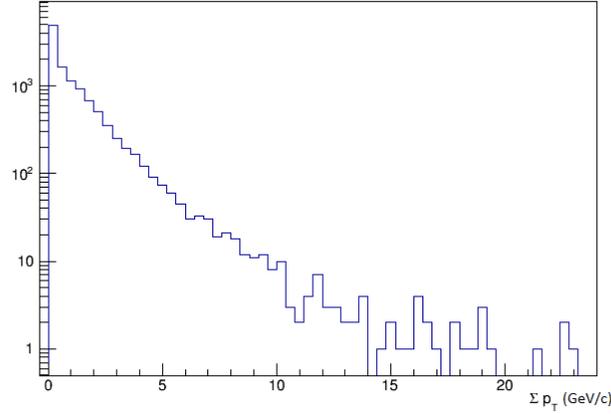


FIG. 6.11– Distribution de la somme des impulsions transverses des traces contenues dans deux cônes de rayon $R = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} = 0,4$ situé à $\Delta\phi = \pm 90^\circ$ par rapport au candidat photon direct pour une énergie transverse de ce dernier comprise entre 16 et 18 GeV.

Une des difficultés ici est que, de part l'acceptance limitée d'EMCal, les cônes d'estimation de l'UE sortent de son acceptance ne nous permettant donc pas d'accéder aux impulsions des particules neutres. Nous avons alors estimé la densité d'impulsion transverse de l'évènement sous-jacent ρ_{UE} en nous basant uniquement sur la somme des impulsions transverses des traces dans les deux cônes dont la distribution est présentée FIG. 6.11. Nous avons tout d'abord calculé :

$$\rho_{UE}^{chargé} = \frac{\sum_{c\hat{one}} p_T^{trace}}{2\pi R^2} \quad (6.5.2)$$

où $R = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta}$ est le rayon des cônes. Nous faisons ensuite appel à l'approximation suivante :

$$\langle \rho_{UE} \rangle \approx 1,5 \times \langle \rho_{UE}^{chargé} \rangle \quad (6.5.3)$$

Cette approximation est notamment justifiée par les résultats expérimentaux d'ATLAS qui observe une augmentation d'environ 50% de la densité d'impulsion transverse dans la région transverse lorsqu'ils ajoutent aux particules chargées [87] les particules neutres [128].

La FIG. 6.12 montre cette estimation de $\langle \rho_{UE} \rangle$ en utilisant $R = 0,4$ et pour différents intervalles en énergie transverse du photon candidat. La valeur de ρ_{UE} est proche de 2 GeV/c et n'augmente que légèrement avec l'énergie du photon candidat. Notons que ce résultat est tout à fait cohérent avec celui d'ATLAS [128].

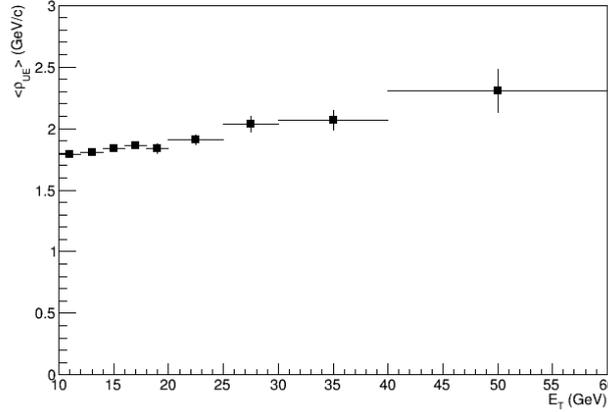


FIG. 6.12– Estimation de la densité moyenne d’impulsion transverse de l’évènement sous-jacent $\langle \rho_{UE} \rangle$ en fonction de l’énergie transverse du candidat photon.

Le type de critère choisi (équation (6.5.1)) revient à imposer une limite $\rho_{max} = \frac{p_T^{seuil}}{\pi R^2}$ sur la densité d’impulsion transverse ρ contenue dans le cône. En effet, si $\rho < \rho_{max}$, le critère est satisfait et la particule est donc considérée comme isolée. En nous basant sur la distribution de l’impulsion transverse de l’évènement sous-jacent et en faisant l’hypothèse qu’il est isotrope en ϕ , nous pouvons donc estimer l’efficacité ϵ_{iso} d’un tel critère :

$$\epsilon_{iso}(E_T) = \frac{N_{\rho_{UE} < \rho_{max}}(E_T)}{N_{evt}(E_T)} \quad (6.5.4)$$

avec $N_{\rho_{UE} < \rho_{max}}(E_T)$ le nombre d’évènements où $\rho_{UE} < \rho_{max}$ et $N_{evt}(E_T)$ le nombre total d’évènements pour différents intervalles en énergie transverse E_T du photon candidat.

Afin de valider notre approche, nous avons regardé dans la modélisation du signal (décrite partie 6.2), l’efficacité d’isolement des vrais photons directs reconstruits : $\epsilon_{iso}^{MC} = \frac{N_{\gamma}^{iso}}{N_{\gamma}^{reco}}$. La FIG. 6.13 montre le résultat de cette comparaison entre les efficacités d’isolement des photons directs (avec $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c) obtenus avec notre méthode basée sur les données et celle extraite des simulations. Tout d’abord nous notons que les deux méthodes donnent des résultats similaires permettant de conforter la validité de notre approche. Nous voyons aussi que l’efficacité décroît légèrement avec l’énergie ce qui était attendu car, comme nous l’avons vu, l’évènement sous-jacent y est légèrement plus important. Néanmoins, cette dépendance de l’efficacité en fonction de l’énergie reste très modérée. Nous avons alors décidé, afin de faciliter la comparaison entre les différents critères d’isolement, de nous attacher à la valeur moyenne de cette efficacité $\langle \epsilon_{iso} \rangle$ calculée en donnant un poids équivalent aux différents intervalles.

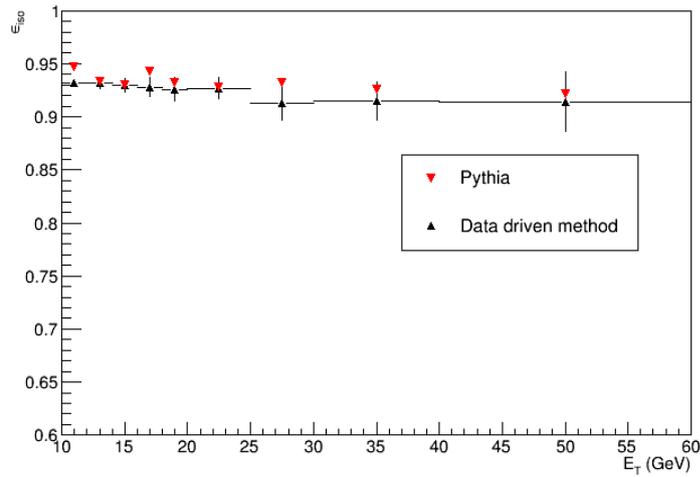


FIG. 6.13– Efficacité d’isolement des photons directs pour un critère utilisant un cône $R = 0,3$ et un seuil $p_T^{seuil} = 1,5 \text{ GeV}/c$.

La FIG. 6.14 donne le résultat de cette étude, la valeur moyenne $\langle \epsilon_{iso} \rangle$ est donnée en fonction de ρ_{max} . Il faut donc considérer des critères d’isolement ayant un $\rho_{max} > 3 \text{ GeV}$ pour espérer obtenir une efficacité au-delà de 80%. D’un autre côté, un critère trop relâché perd son pouvoir discriminant. Nous allons alors comparer des critères d’isolement pour lesquels $3 \leq \rho_{max} \leq 8 \text{ GeV}/c$. Les critères retenus pour l’étude, listés dans le tableau 6.2, mettent en jeu deux tailles de cônes $R = 0,3$ et $R = 0,4$. L’intérêt d’un cône large réside dans le fait qu’il va permettre, dans le cas d’une particule contaminante, de capter une plus large fraction de l’énergie du jet ce qui devrait permettre en principe une meilleure discrimination. En revanche, un cône large a le désavantage de diminuer l’acceptance disponible pour la mesure des photons car la totalité du cône doit pouvoir être contenu dans l’acceptance EMCAL.

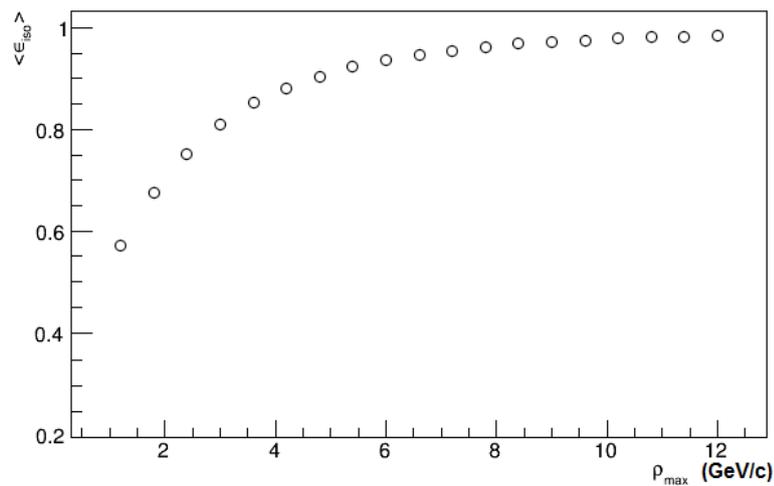


FIG. 6.14– Estimation de l’efficacité moyenne d’un critère d’isolement à seuil fixe en fonction de la valeur de ρ_{max} qui lui est associée.

Rayon du cône et seuil	ρ_{max}	$\langle \epsilon_{iso} \rangle$
$R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1$ GeV/c	3,5 GeV/c	84%
$R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c	5,3 GeV/c	92%
$R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c	7,1 GeV/c	95%
$R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c	4 GeV/c	87%
$R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 3$ GeV/c	6 GeV/c	94%
$R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 4$ GeV/c	8 GeV/c	96%

TABLE 6.2– Efficacité d’isolement moyenne des photons directs pour différents critères.

Évaluation de la capacité à rejeter la contamination

Nous venons de déterminer la capacité de plusieurs critères à isoler un photon direct. Il nous reste maintenant à déterminer leur capacité à rejeter la contamination. Pour l’évaluer, nous avons à nouveau fait appel à la modélisation du bruit de fond (décrite partie 6.2) à partir de laquelle nous avons déterminé la probabilité qu’a un photon candidat de passer le critère d’isolement étudié. Remarquons que ces photons candidats sont constitués par les agrégats ayant passé toutes les sélections cités dans ce chapitre hormis celle sur la forme de l’agrégat afin d’augmenter leur nombre (si ce choix entraîne un léger biais, il devrait être à peu près identique quelque soit le critère d’isolement, ce qui n’invalide donc pas la comparaison).

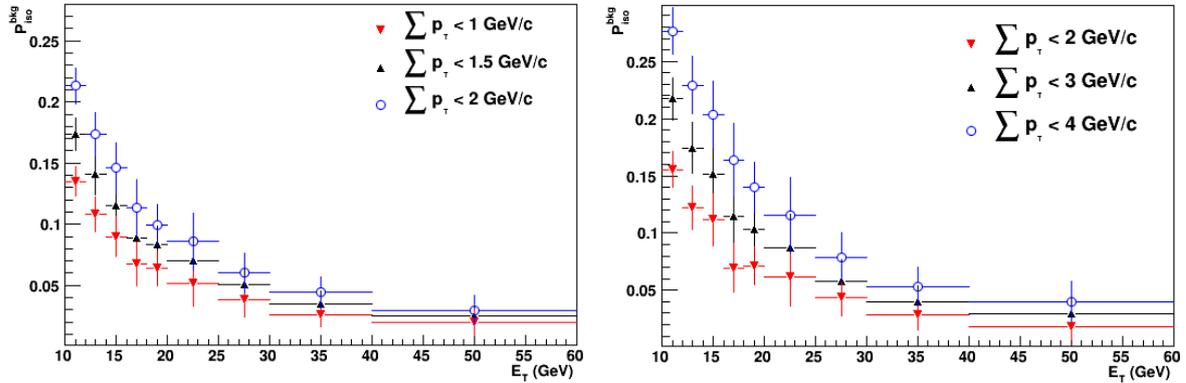


FIG. 6.15– Probabilité d’isolement d’une particule de bruit de fond en fonction de son énergie transverse pour différents critères d’isolement utilisant un cône de rayon $R = 0,3$ (à gauche) ou de rayon $R = 0,4$ (à droite).

La FIG. 6.15 montre cette probabilité obtenue pour différents critères en fonction de l’énergie transverse de la particule contaminante. Quelque soit le critère retenu, nous voyons que cette probabilité est faible pour les grandes énergies. En revanche, elle est plus importante à basse énergie et cela d’autant plus que le seuil est élevé. Nous avons par ailleurs vu au chapitre 2 (page 18), que le rapport $\frac{\pi^0}{\gamma_{prompt}}$ est plus défavorable à basse énergie rendant d’autant plus profitable l’utilisation d’un critère avec un seuil relativement bas.

Enfin, nous avons voulu étudier plus précisément l’effet de la taille du cône sur la probabilité d’isolement du bruit de fond. Le résultat, présenté FIG. 6.16, est donné en fonction de ρ_{max} ce qui permet de comparer les performances des critères à efficacité d’isolement des photons

directs égale. Pour établir cette distribution nous avons calculé ces probabilités pour $p_T^{seuil} = 2, 3$ et 4 GeV/c pour un cône $R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 1, 1,3, 1,69$ et $2,25$ GeV/c pour un cône $R = 0,3$ ce qui correspond respectivement à $\rho_{max} = 4, 6$ et 8 GeV/c. Notons enfin que ces probabilités ont été calculées sur le domaine en énergie le plus sensible à la contamination c'est-à-dire dans la région $10-20$ GeV. Nous remarquons qu'un cône de rayon $R = 0,3$ est finalement, si ce n'est plus, au moins aussi discriminant (à un ρ_{max} donné) qu'un cône possédant un rayon $R = 0,4$.

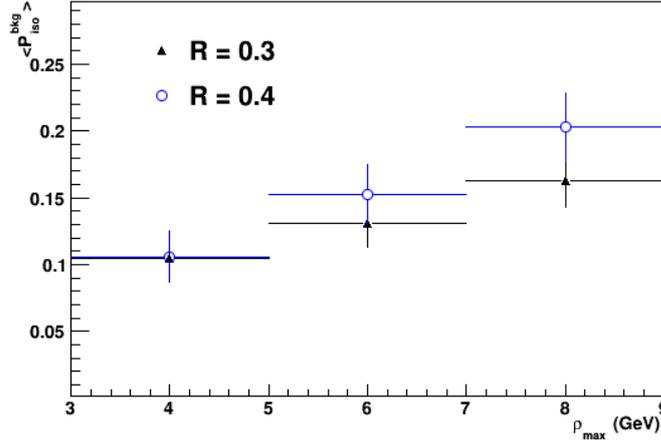


FIG. 6.16– Probabilité d'isolement de particules appartenant au bruit de fond ayant une énergie transverse comprise entre 10 et 20 GeV pour différents critères d'isolement sélectionnant les particules ayant $\sum_{c\hat{on}e} p_T < \pi R^2 \rho_{max}$.

Synthèse et choix du critère

Les différentes études menées nous poussent à privilégier un critère avec $R = 0,3$ car cette taille de cône offre des performances similaires à $R = 0,4$ (d'après nos études) et a en plus l'avantage d'augmenter l'acceptance disponible d'environ 50%¹. Néanmoins, comme l'utilisation d'un cône de taille $R = 0,4$ est un standard pour les mesures au LHC [39, 40], nous avons décidé de continuer avec deux critères d'isolement : le premier possédant $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et le second ayant $R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c. Les seuils ont été choisis notamment en vertu de leur forte sélectivité, ces derniers conservent aussi une bonne efficacité d'isolement des photons directs.

6.6 Bilan des sélections et résultats

L'isolement était la dernière phase des différentes sélections des photons directs résumées par le tableau 6.3. Nous remarquons que seuls 3,7% des agrégats passent l'ensemble de ces sélections (pour le critère utilisant $R = 0,3$). La sélection la plus forte est réalisée par notre critère sur la forme des agrégats.

1. Des bandes de la largeur du rayon du cône R sont exclues sur les bords (à la fois en η et en ϕ) afin de permettre au cône d'isolement d'être toujours contenu dans l'acceptance totale du calorimètre faisant que l'acceptance utile est plus grande pour $R = 0,3$

Sélection	agrégats sélectionnés (%)	agrégats restants (%)
rejet des particules chargées	82,3%	82,3%
sélection sur la forme de l'agrégat	13,7%	11,25%
isolement ($R = 0,3$, $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c)	33,1%	3,7%

TABLE 6.3– Proportion des agrégats avec $E_T > 10$ GeV passant les différentes sélections.

Nous avons choisi les données, les coupures assurant la qualité des données ainsi que les sélections et les critères d'isolement des photons. Nous pouvons maintenant dresser les spectres bruts de photons prompts isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV . Afin de présenter nos résultats dans une forme standard, comparable aux résultats d'expériences possédant un calorimètre ayant $\Delta\phi = 2\pi$, nous avons procédé à une intégration sur l'angle azimutal :

$$\frac{d^2 N^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta} = \int_0^{2\pi} \frac{d^3 N^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta d\phi} d\phi = 2\pi \frac{d^3 N^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta d\phi} \quad (6.6.1)$$

avec :

- N^{iso} le nombre de photons candidats isolés
- ΔE_T la largeur de chaque intervalle en énergie transverse, le jeu d'intervalles choisi l'a été dans l'objectif d'avoir une erreur statistique de l'ordre de 10% sur le spectre corrigé (l'évaluation des incertitudes sera l'objet du chapitre 8).
- $d\eta = \Delta\eta$ la largeur de l'intervalle en η utilisé : $\Delta\eta = 0,74$ pour la mesure avec $R = 0,3$ et $\Delta\eta = 0,54$ pour la mesure utilisant $R = 0,4$
- $d\phi = \Delta\phi$ la largeur de l'intervalle en ϕ utilisé : $\Delta\phi = 1,1$ pour la mesure avec $R = 0,3$ et $\Delta\phi = 0,9$ pour la mesure utilisant $R = 0,4$
- le nombre d'évènements analysés soit environ 8,9 millions

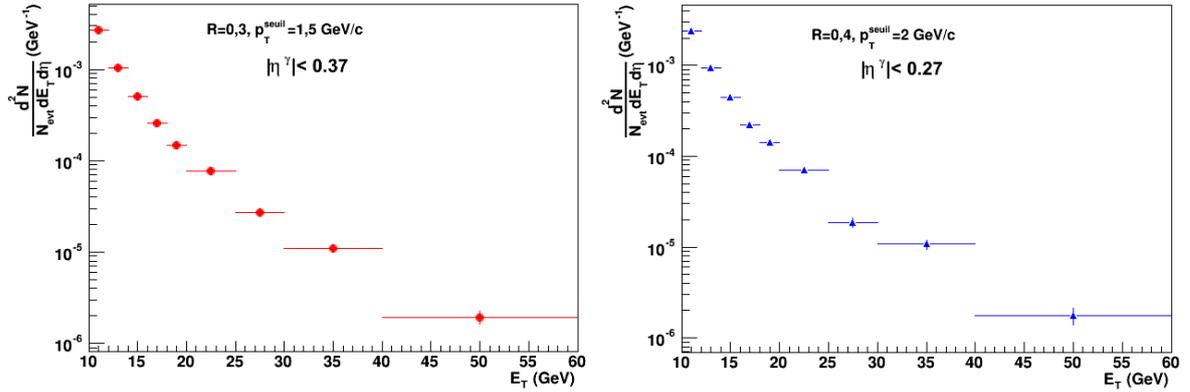


FIG. 6.17– Spectres bruts (non corrigés) de photons prompts isolés pour un critère ayant $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c (à gauche) et $R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c (à droite).

Les spectres bruts sont présentés FIG. 6.17 pour chacun des critères. Les deux spectres sont assez similaires, on note néanmoins que le spectre avec $R = 0,3$ est légèrement plus haut à basse énergie et que les erreurs statistiques sont légèrement plus prononcées pour la mesure avec $R = 0,4$ (ce qui est attendu au vu de l'acceptance réduite). Ce résultat est la première étape vers l'obtention d'une section efficace de photons prompts isolés.

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les différents critères assurant la qualité des évènements et des agrégats qui constituent le socle de notre mesure de photons prompts isolés. Nous avons aussi pris du recul sur la stratégie d'analyse à adopter pour cette mesure particulière. Nous avons ensuite utilisé des simulations Monte-Carlo afin de mieux appréhender les caractéristiques du signal et du bruit de fond. Ces résultats nous ont ensuite permis d'identifier des critères efficaces pour sélectionner les photons directs et rejeter la contamination due notamment aux photons de décroissance. Enfin, nous avons étudié plusieurs critères d'isolement en faisant varier la taille du cône et le seuil. Ces études nous ont permis de sélectionner les deux critères qui offraient le meilleur compromis entre pureté et efficacité. Dans le chapitre suivant, ces spectres de photons prompts isolés ainsi établis seront corrigés et les sections efficaces associées seront extraites.

Chapitre 7

Détermination des sections efficaces de photons prompts isolés

Dans ce chapitre nous allons déterminer les sections efficaces de production de photons prompts isolés dans les collisions p - p à $\sqrt{s} = 7$ TeV à mi-rapidité. A cette fin, nous corrigerons les spectres bruts établis au chapitre précédent en commençant par évaluer leur pureté. Ensuite, nous évaluerons grâce à des simulations Monte-Carlo l'efficacité de notre mesure qui est notamment liée aux caractéristiques des sous-détecteurs mais aussi aux choix de nos coupures. Une dernière correction liée à un dysfonctionnement du système de déclenchement nous permettra d'établir les spectres corrigés. La seconde partie sera dédiée à la normalisation de ces spectres, nous déterminerons la luminosité intégrée utilisée correspondant aux nombre d'évènements analysés. Enfin, l'efficacité du déclencheur sera évaluée ce qui nous permettra de présenter la mesure des sections efficaces de photons prompts isolés qui constituent le résultat principal de ce travail de thèse.

7.1 Correction des spectres de photons prompts isolés

Afin d'obtenir les deux spectres corrigés de photons prompts isolés nous allons utiliser l'expression suivante :

$$\frac{d^2 N_\gamma^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta} = \frac{d^2 N^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta} \cdot \frac{p(E_T)}{\epsilon(E_T) \cdot \mathcal{C}(E_T)} \quad (7.1.1)$$

avec :

- $\frac{d^2 N^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta}$ le spectre brut de photons prompts isolés correspondant qui a été obtenu au chapitre précédent (cf. page 97)
- p la pureté du spectre brut c'est-à-dire la proportion de photons prompts qu'il contient (sa détermination est l'objet de la partie 7.1.1)
- ϵ l'efficacité qui sera déterminée partie 7.1.2, c'est un terme corrigeant à la fois des imperfections du système de détection et de la procédure de reconstruction ainsi que des inefficacités relatives à nos critères de sélections.
- \mathcal{C} est un terme permettant de corriger de la perte de photons issus de collisions ayant mal activées le système de déclenchement comme cela sera expliqué partie 7.1.3.

La détermination de ces éléments constituera les trois premières parties de cette section, elle permettra d'accéder aux spectres corrigés qui seront présentés dans une quatrième et dernière partie (partie 7.1.4).

7.1.1 Détermination de la pureté

La détermination de la pureté des spectres bruts de photons prompts isolés est l'un des points clé de cette analyse. En effet, si les termes d'efficacités (qui seront calculés dans la partie suivante) sont très fortement liés aux performances des détecteurs et peuvent donc être estimés via des simulations tout en gardant une faible dépendance à la partie génération des événements, ce n'est pas le cas pour la pureté. Il est en effet évident que la proportion de signal et de bruit obtenu par notre simulation dépendrait au premier chef des différentes sections efficaces implémentées dans le générateur (dont celle des photons directs). Il est tout de fois possible de se départir de cette dépendance en essayant de faire correspondre la forme d'une distribution obtenue dans les données réelles avec la somme de cette même distribution obtenue avec un modèle de bruit de fond d'une part et d'un modèle de signal d'autre part (tous deux provenant de simulations). Ainsi, l'ajustement de ces deux distributions avec celle obtenue dans les données expérimentales permet d'évaluer la pureté de l'échantillon de photons candidats. Cette approche utilisée notamment par les collaborations D0 [77] et CMS [39], permet d'être indépendant des sections efficaces implémentées dans le générateur contribuant aux particules isolées. Mais il reste que le fait de savoir si une particule est isolée ou non dépend entièrement de son environnement, ainsi si il n'est pas très bien reproduit par les simulations, les formes des distributions relatives aux modélisations du bruit de fond et du signal peuvent ne pas correspondre à la réalité engendrant par là même une mauvaise évaluation de la pureté.

Afin d'éviter cet écueil, nous avons opté pour une méthode d'estimation de la pureté basée uniquement sur l'analyse des données réelles. Ainsi, la méthode que nous allons présenter est proche de celle que la collaboration ATLAS [40] a utilisée (leurs similitudes seront mises en avant plus loin). En particulier, ces deux méthodes s'appuient toutes deux sur une hypothèse forte relative à une certaine homogénéité du bruit de fond. Ces techniques ne sont pas non plus totalement dénuées de biais car cette hypothèse n'est généralement pas totalement vraie ce qui génère des erreurs systématiques. Néanmoins, ces méthodes ont le grand avantage de s'affranchir des biais inhérents à l'utilisation de simulations. Elles ont aussi l'avantage de ne pas nécessiter de procédures d'ajustements réduisant ainsi les sources d'erreurs.

Principe de la méthode

Pour déterminer la pureté, nous avons utilisé une technique se basant sur la distribution de la variable λ_0^2 des agrégats. Nous avons déjà utilisé cette variable pour l'identification des photons au chapitre précédent (cf. page 88), elle va ici nous permettre de définir deux régions : l'une où le signal et du bruit de fond cohabitent ($0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$) et une seconde où nous considérerons qu'il y a uniquement du bruit de fond ($\lambda_0^2 > 0,3$). Cette méthode repose sur trois hypothèses :

- *Hypothèse 1* : L'ensemble des particules autres que les photons prompts N_{bdf} ont une probabilité d'isolement indépendante de la variable λ_0^2 associée à leur agrégat. Cette hypothèse est de loin la plus délicate et sera discutée plus loin.
- *Hypothèse 2* : La contribution des photons prompts N_γ parmi les agrégats ayant $\lambda_0^2 > 0,3$ est négligeable : $(N_\gamma(E_T))^{\lambda_0^2 > 0,3} \ll (N_{bdf}(E_T))^{\lambda_0^2 > 0,3}$. Les études présentées au chapitre précédents nous ont en effet montrés que les photons directs sont quasiment absents pour $\lambda_0^2 > 0,3$ qui est en revanche une région peuplée par les agrégats provenant des photons de décroissance (cf. page 88).
- *Hypothèse 3* : La contribution des photons prompts parmi les agrégats non isolés est

négligeable : $\left(N_{\gamma}^{\neq iso}(E_T)\right)^{\forall \lambda_0^2} \ll \left(N_{bdf}^{\neq iso}(E_T)\right)^{\forall \lambda_0^2}$.

L'hypothèse 1 permet d'établir que :

$$\left(\frac{N_{bdf}^{iso}(E_T)}{N_{bdf}^{\neq iso}(E_T)}\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = \left(\frac{N_{bdf}^{iso}(E_T)}{N_{bdf}^{\neq iso}(E_T)}\right)^{\lambda_0^2 > 0,3} \quad (7.1.2)$$

Nous pouvons alors en déduire la contamination $\left(N_{bdf}^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}$ qui correspond aux agrégats isolés passant l'identification des photons mais n'étant pas des photons prompts :

$$\left(N_{bdf}^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = \left(\frac{N_{bdf}^{iso}(E_T)}{N_{bdf}^{\neq iso}(E_T)}\right)^{\lambda_0^2 > 0,3} \times \left(N_{bdf}^{\neq iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \quad (7.1.3)$$

Enfin, comme $N_{bdf} = N - N_{\gamma}$ (N faisant référence aux agrégats sans distinction sur leur origine) et que, d'après les hypothèses 2 et 3, la contribution des photons prompts N_{γ} est négligeable dans les termes de droite, nous obtenons :

$$\left(N_{bdf}^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{\lambda_0^2 > 0,3} \times \left(N^{\neq iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \quad (7.1.4)$$

Cette contamination peut être traduite en terme de pureté (proportion de vrais photons dans l'échantillon) :

$$p(E_T) = \left(\frac{N_{\gamma}^{iso}(E_T)}{N^{iso}(E_T)}\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = \left(\frac{N^{iso}(E_T) - N_{bdf}^{iso}(E_T)}{N^{iso}(E_T)}\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \quad (7.1.5)$$

En utilisant l'équation (7.1.4) nous obtenons finalement :

$$p(E_T) = 1 - \left(\frac{N^{\neq iso}(E_T)}{N^{iso}(E_T)}\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \times \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{\lambda_0^2 > 0,3} \quad (7.1.6)$$

Cette expression de la pureté découle directement des 3 hypothèses initiales or, nous allons voir que ces hypothèses ne sont pas strictement exactes ce qui nous amènera à la modifier légèrement.

Mise en œuvre de la méthode

Maintenant que nous avons posé le principe de la méthode, il nous reste, entre autres, à confronter aux données l'hypothèse 1 qui est la plus critique. Les FIG. 7.1 et 7.2 nous montrent, pour chacun des critères, la probabilité d'isolement des agrégats en fonction de λ_0^2 dans les différents intervalles en énergie. Cette probabilité : $P(iso) = N^{iso}/N^{total}$ a été calculée avec les données réelles à partir du nombre d'agrégats passant les diverses sélections (cf. page 86), hormis bien entendu celle sur la forme de la gerbe.

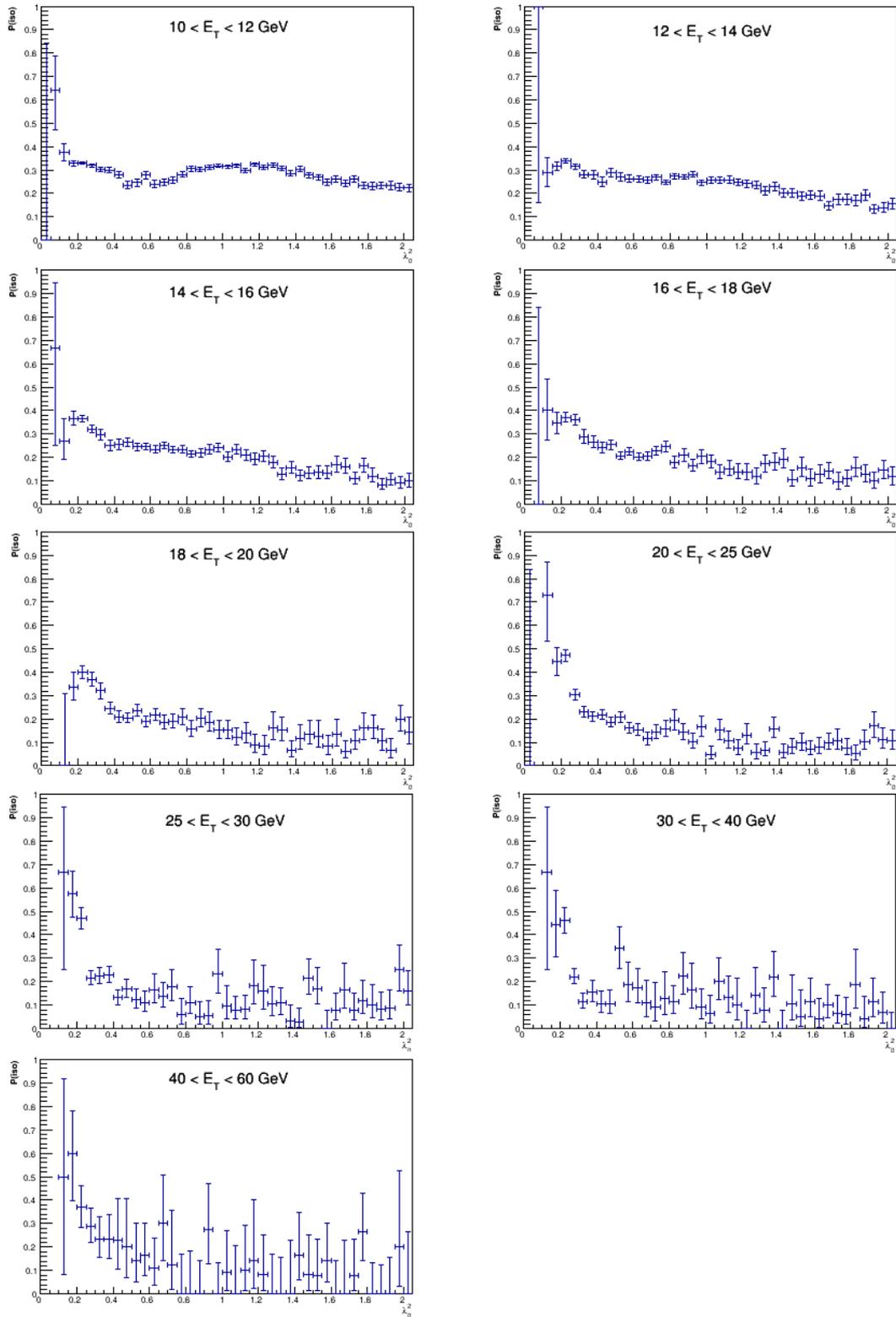


FIG. 7.1– Probabilité d’isolement des agrégats en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).

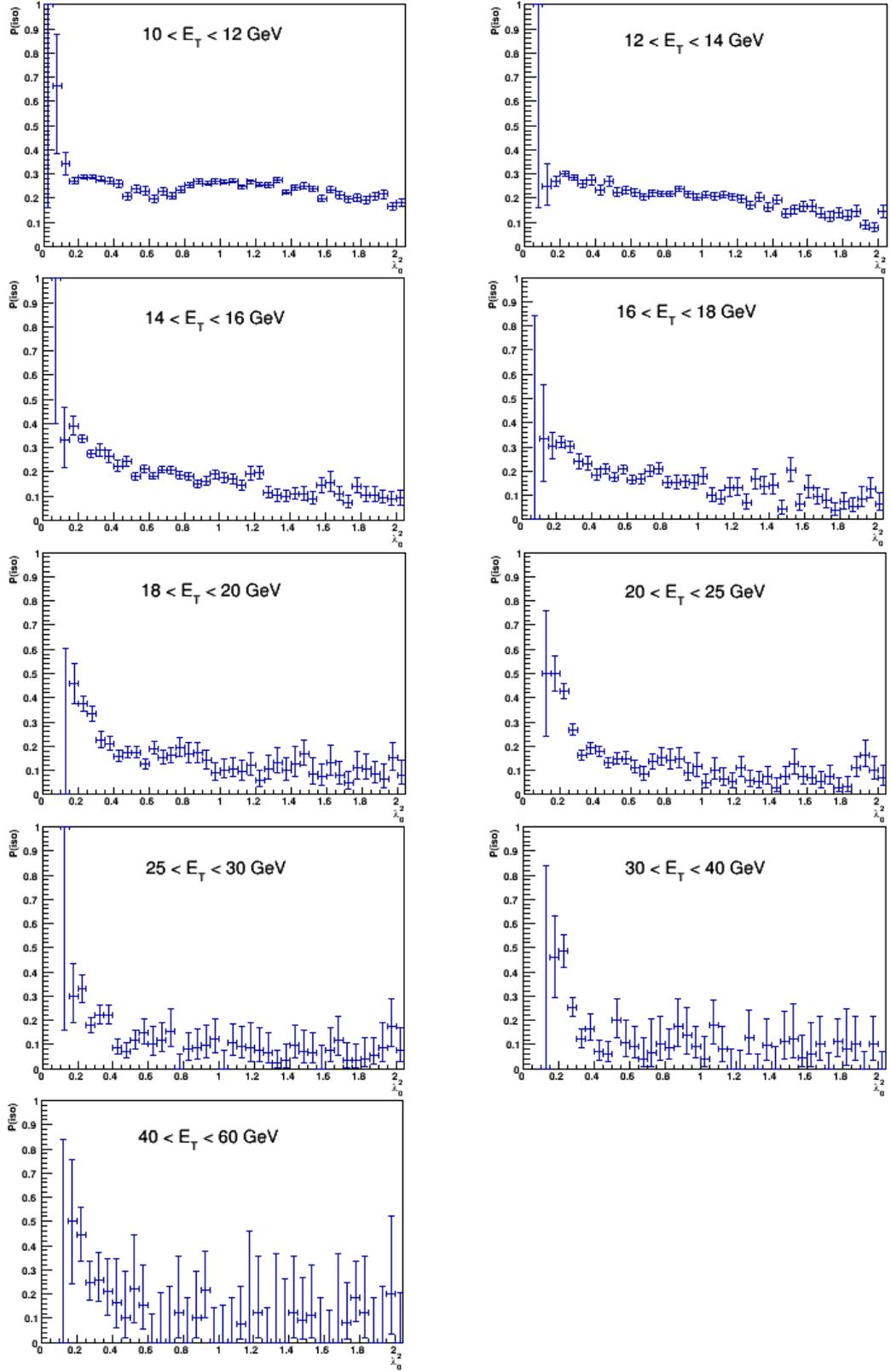


FIG. 7.2– Probabilité d'isolement des agrégats en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse (pour la mesure utilisant $p_T^{\text{seuil}} = 2 \text{ GeV}/c$ et $R = 0, 4$).

Tout d'abord, nous pouvons voir que, comme nous nous y attendions, la probabilité d'isolement est maximale dans la région où les photons directs sont présents ($0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$). En revanche, nous voyons sur ces figures une contradiction avec les hypothèses 1 et 2 qui impliquent que la probabilité d'isolement des agrégats doit être constante pour $\lambda_0^2 > 0,3$, ce qui n'est pas le cas. Si l'hypothèse 2, stipulant que la contribution des photons prompts est négligeable pour $\lambda_0^2 > 0,3$, s'avèrerait être fautive, cela pourrait expliquer que cette probabilité soit légèrement plus forte dans la zone située à proximité du signal ($0,3 < \lambda_0^2 \lesssim 0,4$). Mais, cela n'expliquerait pas la décroissance à grand λ_0^2 . C'est donc principalement le bien fondé de l'hypothèse 1, énonçant que les particules du bruit de fond ont une probabilité d'isolement indépendante de λ_0^2 , qui est remis en cause. Néanmoins, nous remarquons que la probabilité d'isolement reste relativement constante dans la région $0,4 \lesssim \lambda_0^2 \lesssim 1$. Afin de déterminer un intervalle où cette constance est maximale nous avons opté pour deux approches. Nous avons tout d'abord comparé la variable χ^2/ndf associée à un ajustement par une fonction constante. Nous avons aussi mis en regard les valeurs de pentes obtenues lors d'un ajustement par une droite ($f(x) = ax + b$). Les tableaux 7.1 et 7.2, 7.3 et 7.4, 7.5 et 7.6, donnent les résultats de cette étude pour trois intervalles différents et pour les deux critères d'isolement retenus. Nous remarquons que, hormis dans la région 10 – 12 GeV, l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ (tableaux 7.1 et 7.2) offre une très bonne comptabilité avec une probabilité constante car le χ^2/ndf est proche de 1. Nous notons néanmoins que l'ajustement par une droite tend à montrer que cette probabilité n'est pas totalement constante mais qu'elle décroît faiblement (dans la plupart des cas). L'intervalle $0,3 < \lambda_0^2 < 1$ (tableaux 7.3 et 7.4) engendre des χ^2/ndf légèrement moins bons et la pente est généralement plus accentuée pouvant notamment laisser craindre qu'une partie du signal puisse être présent dans l'intervalle $0,3 < \lambda_0^2 < 0,4$ (ce qui viendrait fausser notre estimation). Quant à l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1,5$ (tableaux 7.5 et 7.6), nous notons que les valeurs de χ^2/ndf sont généralement assez mauvaises. Nous avons donc choisi d'utiliser l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1$, l'expression de la pureté devient alors :

$$p(E_T) = 1 - \left(\frac{N^{\neq iso}(E_T)}{N^{iso}(E_T)} \right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \times \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)} \right)^{0,4 < \lambda_0^2 < 1} \quad (7.1.7)$$

Energie (GeV)	χ^2/ndf ($f(x) = a$)	pente ($f(x) = ax + b$)
10-12	8,44	$0,14 \pm 0,02$
12-14	0,50	$0,01 \pm 0,02$
14-16	1,28	$-0,07 \pm 0,03$
16-18	1,55	$-0,10 \pm 0,04$
18-20	1,12	$-0,09 \pm 0,05$
20-25	1,50	$-0,11 \pm 0,04$
25-30	0,92	$-0,04 \pm 0,08$
30-40	0,71	$-0,04 \pm 0,10$
40-60	0,47	$-0,22 \pm 0,20$

TABLE 7.1– Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).

Energie (GeV)	χ^2/ndf ($f(x) = a$)	penne ($f(x) = ax + b$)
10-12	3,98	$0,09 \pm 0,02$
12-14	1,10	$-0,04 \pm 0,03$
14-16	2,05	$-0,10 \pm 0,03$
16-18	1,01	$-0,07 \pm 0,04$
18-20	0,82	$-0,04 \pm 0,05$
20-25	0,95	$-0,08 \pm 0,05$
25-30	0,52	$0,01 \pm 0,09$
30-40	0,42	$0,07 \pm 0,11$
40-60	0,39	$-0,10 \pm 0,20$

TABLE 7.2– Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (penne) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).

Energie (GeV)	χ^2/ndf ($f(x) = a$)	penne ($f(x) = ax + b$)
10-12	7,44	$0,05 \pm 0,01$
12-14	0,80	$-0,02 \pm 0,02$
14-16	2,19	$-0,10 \pm 0,02$
16-18	2,03	$-0,12 \pm 0,03$
18-20	2,16	$-0,14 \pm 0,04$
20-25	1,88	$-0,13 \pm 0,03$
25-30	1,82	$-0,17 \pm 0,06$
30-40	0,79	$0,01 \pm 0,07$
40-60	0,61	$-0,27 \pm 0,14$

TABLE 7.3– Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (penne) dans l'intervalle $0,3 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).

Energie (GeV)	χ^2/ndf ($f(x) = a$)	penne ($f(x) = ax + b$)
10-12	4,12	$0,01 \pm 0,01$
12-14	1,80	$-0,07 \pm 0,02$
14-16	3,37	$-0,14 \pm 0,03$
16-18	1,37	$-0,10 \pm 0,04$
18-20	1,18	$-0,09 \pm 0,04$
20-25	1,23	$-0,10 \pm 0,04$
25-30	1,76	$-0,15 \pm 0,06$
30-40	0,47	$-0,02 \pm 0,08$
40-60	0,54	$-0,23 \pm 0,15$

TABLE 7.4– Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (penne) dans l'intervalle $0,3 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).

Energie (GeV)	χ^2/ndf ($f(x) = a$)	penne ($f(x) = ax + b$)
10-12	6,86	0,05 \pm 0,01
12-14	2,48	-0,05 \pm 0,01
14-16	4,44	-0,11 \pm 0,01
16-18	2,70	-0,10 \pm 0,02
18-20	2,36	-0,13 \pm 0,02
20-25	2,72	-0,11 \pm 0,02
25-30	0,93	-0,05 \pm 0,03
30-40	1,04	-0,08 \pm 0,04
40-60	0,37	-0,09 \pm 0,07

TABLE 7.5– Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (penne) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1,5$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).

Energie (GeV)	χ^2/ndf ($f(x) = a$)	penne ($f(x) = ax + b$)
10-12	3,24	0,02 \pm 0,01
12-14	2,54	-0,07 \pm 0,01
14-16	3,37	-0,10 \pm 0,02
16-18	2,38	-0,10 \pm 0,02
18-20	0,99	-0,07 \pm 0,02
20-25	1,77	-0,10 \pm 0,02
25-30	0,48	-0,03 \pm 0,03
30-40	0,60	-0,03 \pm 0,04
40-60	0,29	-0,05 \pm 0,08

TABLE 7.6– Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (penne) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1,5$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).

L'expression du nombre de photons prompts isolés peut s'écrire ainsi :

$$N_\gamma^{iso} = \left(N_\gamma^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = p \cdot \left(N^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \quad (7.1.8)$$

où $(N^{iso})^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}$ correspond au nombre de photons prompts isolés candidats, en remplaçant maintenant p par son expression (équation (7.1.7)) nous obtenons :

$$N_\gamma^{iso} = \left(N^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} - \left(N^{\neq iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \cdot \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{0,4 < \lambda_0^2 < 1} \quad (7.1.9)$$

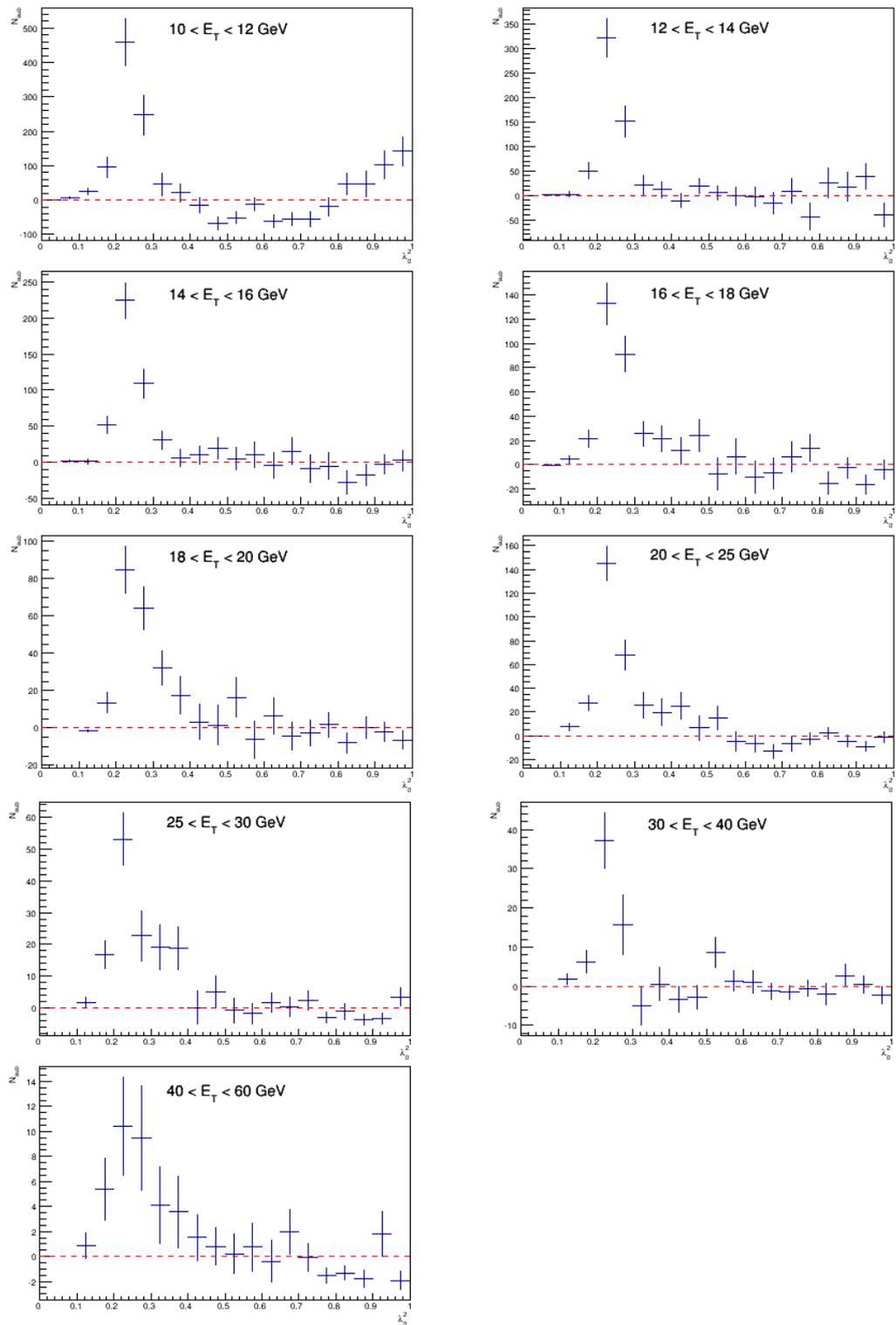


FIG. 7.3— N_{sub} en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse, la ligne pointillée rouge en $N_{sub}=0$ permet d'évaluer la qualité de l'extraction du signal (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).

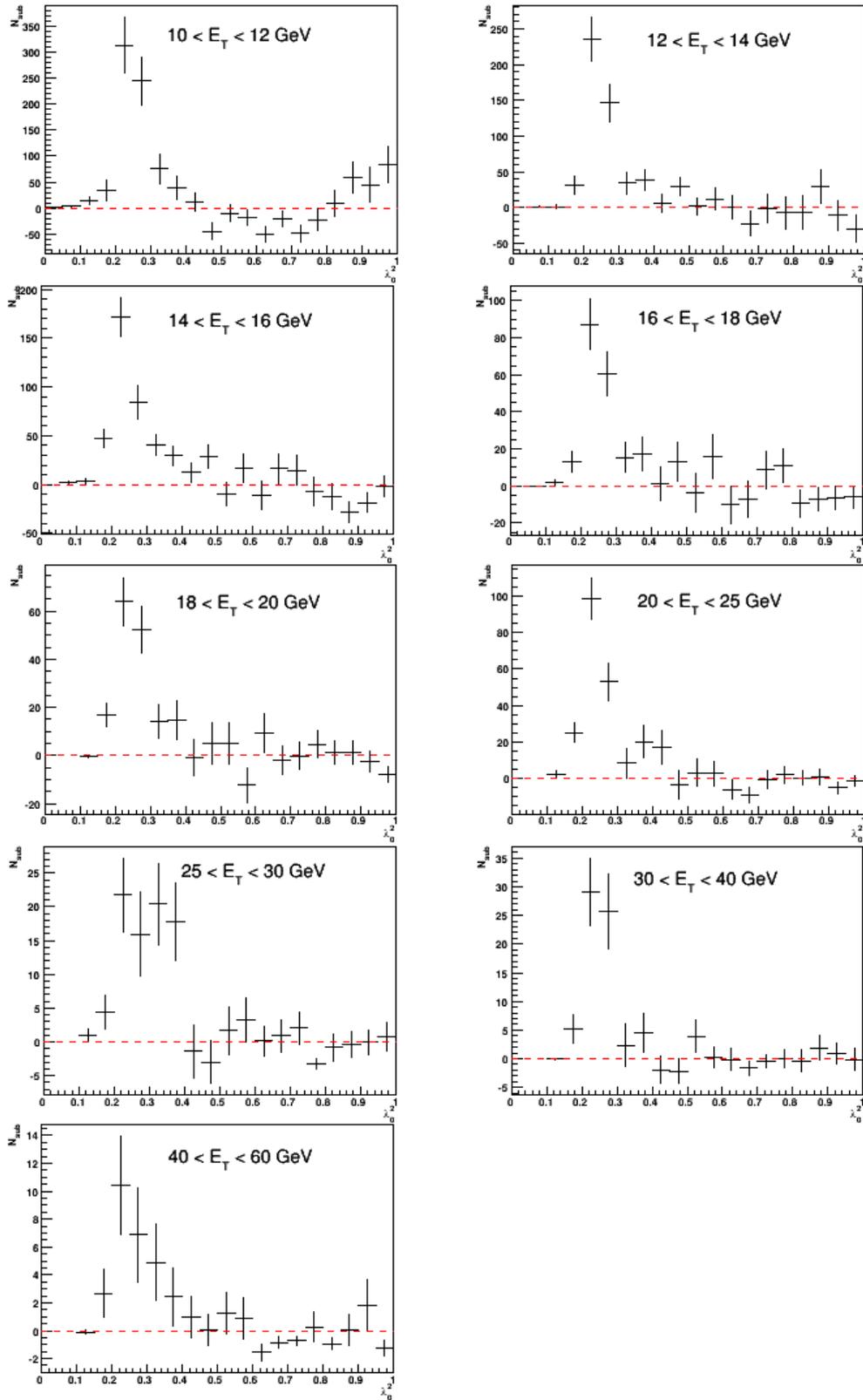


FIG. 7.4— N_{sub} en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse, la ligne pointillée rouge en $N_{sub}=0$ permet d'évaluer la qualité de l'extraction du signal (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0, 4$).

Nous pouvons nous représenter notre méthode en terme d'extraction du signal où N_{sub} est le signal net obtenu en soustrayant la contamination $\left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{0,4 < \lambda_0^2 < 1}$ au nombre brut de photons isolés N^{iso} :

$$N_{sub}(E_T, \lambda_0^2) = N^{iso}(E_T, \lambda_0^2) - N^{\neq iso}(E_T, \lambda_0^2) \cdot \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{0,4 < \lambda_0^2 < 1} \quad (7.1.10)$$

Les FIG. 7.3 et 7.4 montrent la distribution de N_{sub} dans les différents intervalles en énergie pour chaque critère d'isolement. L'intégrale de cette distribution dans l'intervalle $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$ correspond à notre signal net de photons prompts isolés. Nous notons aussi que, comme attendu, la région $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ est compatible avec 0 à l'exception du premier intervalle en énergie où nous avons remarqué une variation significative de la probabilité d'isolement.

La FIG. 7.5 montre le résultat de nos estimations de la pureté (basées sur l'équation (7.1.7)). Nous voyons que, pour les deux mesures, la pureté est faible aux basses énergies ce qui était attendu. En effet, nous avons vu au chapitre précédent que l'identification des photons prompts et l'isolement sont moins efficaces à basse énergie (cf. pages 86 et 90). Qui plus est, c'est aussi la région où le rapport $\frac{\gamma^{prompt}}{\pi^0}$ est le plus défavorable (cf. page 18). En revanche, nous voyons ensuite que la pureté augmente rapidement puis, à partir de 20 GeV, se stabilise aux alentours de 75%. Remarquons que la pureté associée à la mesure utilisant le critère avec $R = 0,4$ semble légèrement meilleure à basse énergie que celle utilisant $R = 0,3$. Nous pouvons aussi voir que la pureté dans l'intervalle 25-30 GeV pour la mesure avec $R = 0,4$ semble anormalement faible. Cette faible pureté mais aussi la valeur basse du spectre brut dans ce même intervalle semble indiquer que nous avons affaire à une fluctuation statistique du signal. A ce titre, nous apporterons une correction supplémentaire pour ce point qui sera explicitée dans la présentation des résultats (partie 7.1.4). Enfin, il faut garder à l'esprit que, comme nous l'avons vu, l'hypothèse 1 n'est pas véritablement correcte et nous évaluerons donc une erreur systématique associée à cette approximation lors du prochain chapitre.

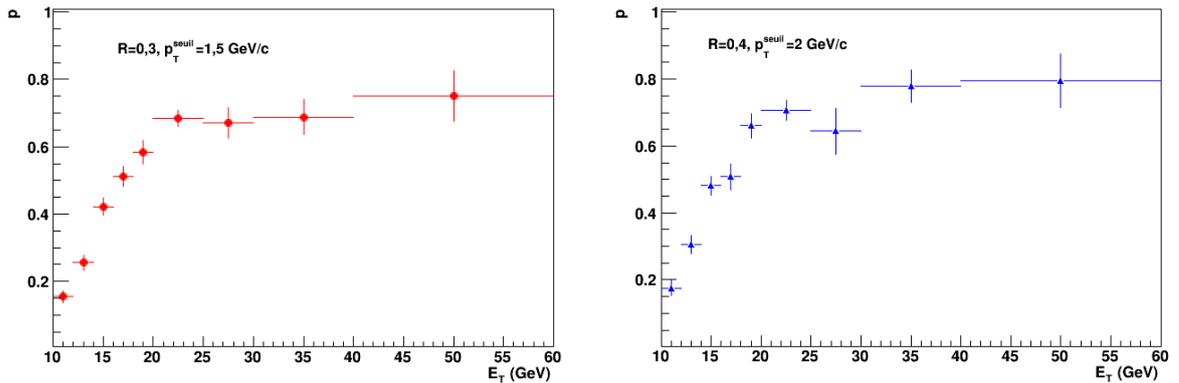


FIG. 7.5– Pureté des spectres bruts de photons prompts isolés en fonction de l'énergie transverse du photon candidat avec les critères d'isolement ayant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite). Les barres d'erreurs sont uniquement statistiques.

Comparaison avec la méthode d'ATLAS

La méthode d'extraction du signal que nous avons présentée procède de la même logique que celle employée par la collaboration ATLAS [40] comme l'illustre la FIG. 7.6. En effet, bien que les variables mises en jeu diffèrent légèrement : ATLAS utilise E_T^{iso} qui représente l'énergie transverse dans le cône corrigée de la contribution provenant de l'évènement sous-jacent en abscisse et une sélection basée sur la forme de l'agrégat (γ_{ID}) en ordonnée. Nous retrouvons dans les deux méthodes un critère relatif à l'isolement et un second ayant trait à la forme de l'agrégat laissé dans le calorimètre. L'extraction du nombre de photons prompts isolés peut aussi s'exprimer de la même façon :

$$N_\gamma^{iso} = N_A - N_B \cdot \frac{N_C}{N_D} \quad (7.1.11)$$

où N_A , N_B , N_C et N_D sont les nombres d'agrégats correspondant aux régions A , B , C et D définies par la FIG. 7.6.

Nous remarquons en effet que cette équation est équivalente à notre expression (7.1.9).

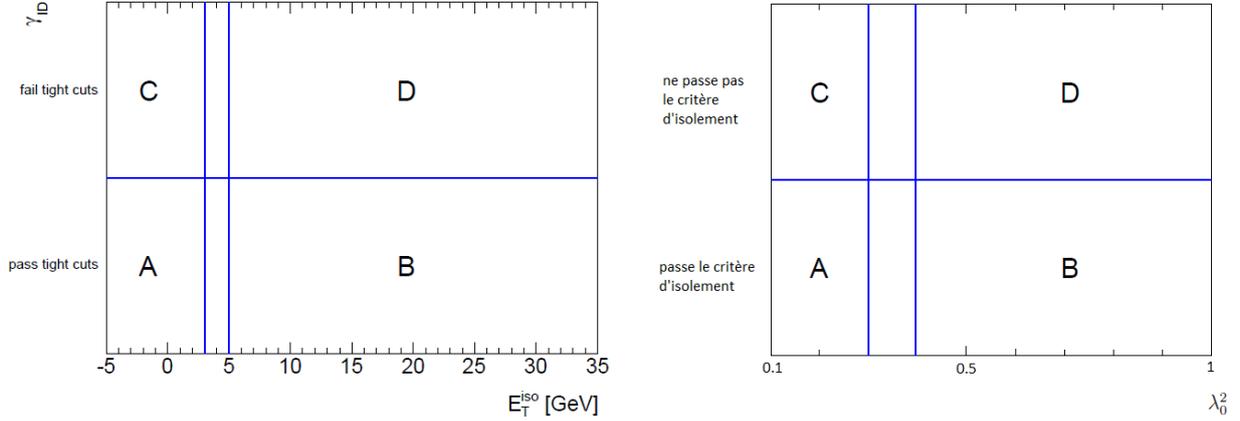


FIG. 7.6– Illustration des méthodes d'extraction du nombre de photons prompts isolés d'ATLAS (à gauche, extrait de [40]) et celle utilisée ici (à droite).

7.1.2 Détermination de ϵ

Maintenant que nous venons d'extraire notre nombre de « vrais » photons prompts isolés ayant passé nos critères de sélection, nous devons le corriger des différents biais induits par le dispositif expérimental ainsi que des pertes engendrées par nos critères de sélection. Pour être plus précis, le terme ϵ nous permet de corriger quatre effets qu'il est commode d'explicitier pour une question d'intelligibilité mais que nous calculerons en une seule fois :

$$\epsilon(E_T) = R_{Acc} \cdot \epsilon_{reco}(E_T) \cdot \epsilon_{id}(E_T) \cdot \mathcal{U}(E_T) \quad (7.1.12)$$

avec :

- R_{Acc} la probabilité qu'un photon prompt isolé, émis dans l'acceptance géométrique dédiée à leur mesure (différente selon la taille du cône) soit dans l'acceptance réelle du calorimètre. Ce terme corrige du fait qu'il y a des cellules masquées (car défectueuses) et des interstices séparant les différents supermodules.

- ϵ_{reco} l'efficacité de reconstruction des photons prompts isolés, elle donne la probabilité qu'un tel photon, émis dans l'acceptance réelle du calorimètre, soit reconstruit et que l'agrégat qui lui est associé ne soit pas rejeté par les différents critères de qualité.
- ϵ_{id} l'efficacité d'identification des photons prompts isolés, elle donne la probabilité qu'a l'agrégat qui lui est associé de passer les sélections d'identifications, à savoir celle éliminant les particules chargées, celle basée sur la forme de l'agrégat ($0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$) ainsi que l'isolement.
- \mathcal{U} la matrice de correction, intervalle par intervalle, d'énergie des photons prompts isolés. Elle permet de corriger des effets de détecteurs et de reconstruction venant altérer l'énergie originelle des photons.

L'ensemble de ces éléments peut être obtenu simultanément en utilisant la simulation Monte-Carlo modélisant le signal (cf. page 79). Nous avons en effet :

$$\frac{dN_{\gamma_{iso}}^{id}}{dE_T^{reco}} = \frac{dN_{\gamma_{iso}}^{géné}}{dE_T^{géné}} \cdot R_{Acc} \cdot \epsilon_{reco}(E_T^{géné}) \cdot \epsilon_{id}(E_T^{géné}) \cdot \mathcal{U} \quad (7.1.13)$$

où $\frac{dN_{\gamma_{iso}}^{géné}}{dE_T^{géné}}$ est le spectre de photons prompts isolés générés dans $|\eta| < 0,37$ et $1,7 < \phi < 2,77$

Le caractère isolé ou non des photons prompts générés a été déterminé en regardant la somme des impulsions transverses des particules primaires émises autour du photon (c'est le même critère d'isolement qu'au niveau de l'expérience qui a été appliqué). Nous en déduisons alors :

$$\epsilon(E_T) = \frac{dN_{\gamma_{iso}}^{id}}{dE_T^{reco}} / \frac{dN_{\gamma_{iso}}^{géné}}{dE_T^{géné}} \quad (7.1.14)$$

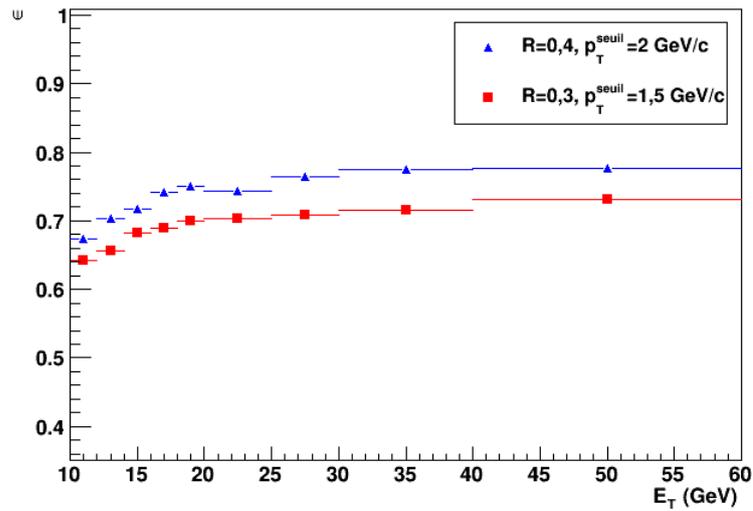


FIG. 7.7– Valeur de ϵ en fonction de l'énergie transverse des photons prompts isolés et pour les deux critères d'isolement.

La FIG. 7.7 montre le résultat de ϵ en fonction de l'énergie transverse du photon. Nous pouvons remarquer que sa valeur croît légèrement avec l'énergie mais reste relativement faible (aux alentours de 70% pour le critère avec $R = 0,3$ et environ 75% pour celui avec $R = 0,4$). Il est possible de dégager deux causes principales d'inefficacité. La première est que l'acceptance réelle est sensiblement plus faible que l'acceptance géométrique (dans laquelle les photons ont été générés). Ce fait est illustré par la FIG. 7.8 qui montre la répartition du nombre d'agrégats dans le calorimètre. Nous remarquons la présence de régions sous-peuplées en agrégats qui est causée par la présence de cellules masquées car défailiantes. Les espacements entre les rangées de supermodules contribuent aussi à cette perte d'acceptance.

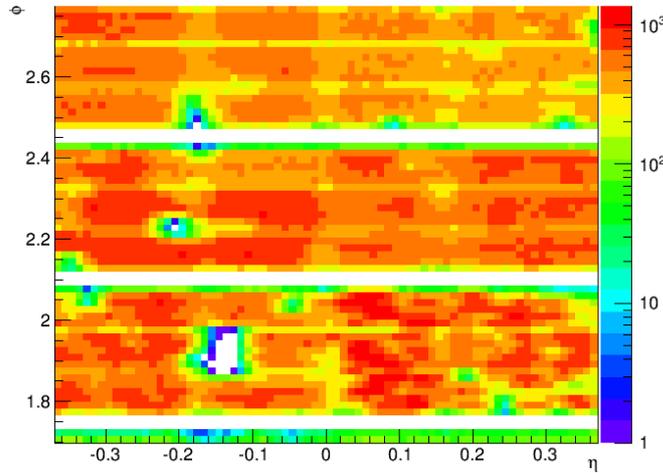


FIG. 7.8– Distribution des agrégats dans l'acceptance dédiée à la mesure des photons prompts isolés (pour la mesure avec $R = 0,3$). L'espacement entre les rangées de supermodules ainsi que la présence de cellules masquées viennent diminuer l'acceptance effective du calorimètre.

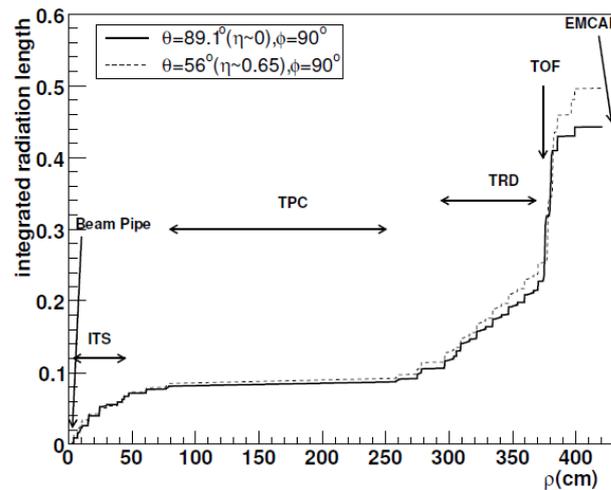


FIG. 7.9– Longueurs de radiation intégrées des matériaux présents en face d'EMCal en fonction de la coordonnée radiale ρ , pour une pseudorapidité $\eta \sim 0$ (ligne continue) et $\eta \sim 0,65$ (ligne pointillée). La face avant du calorimètre est située à $\rho = 440$ cm (figure extraite de [121]).

La seconde cause notable de perte d'efficacité est attribuable au phénomène de conversion ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) qui peut survenir dans tous les matériaux présents devant le calorimètre (ITS, TPC, TOF, TRD). La FIG. 7.9 montre que le budget matériau total présent en face du calorimètre s'approche de $0,5 X_0$ ce qui engendre un taux élevé de conversion, notamment dans les derniers décimètres précédant le calorimètre. En raison de la position relativement proche du calorimètre où interviennent la majorité de ces conversions ainsi qu'au regard des énergies considérées (>10 GeV), la paire d'électrons créée n'engendre souvent qu'un seul agrégat conservant l'énergie initiale du photon (le champ magnétique n'a pas le temps d'infléchir suffisamment les trajectoires des électrons). Néanmoins, l'agrégat peut être rejeté par notre procédure d'identification des particules chargées à cause de la trace laissée dans le CTS (lorsque la conversion a été précoce). Il peut aussi l'être par notre coupure sur la forme de l'agrégat à cause de sa forme légèrement allongée provoquée par la superposition des deux gerbes électromagnétiques.

Remarquons enfin que le choix alternatif consistant à calculer le terme d'efficacité en déconvoluant chaque effet (acceptance, efficacité de reconstruction, efficacité d'identification et matrice de correction de l'énergie), bien que plus complexe à mettre en œuvre, aurait probablement eu l'avantage de permettre une compréhension et une évaluation plus fines des différentes erreurs systématiques associées au calcul de cette efficacité (évaluées au chapitre 8).

7.1.3 Détermination de \mathcal{C}

Comme nous l'avons expliqué au chapitre précédent (page 85), le déclencheur L0 d'EMCal peut, de temps à autres, envoyer son signal de déclenchement trop tôt. Lorsque cela arrive et qu'une collision activant le déclencheur de biais minimum se produit dans le croisement de paquet précédent, la prise de donnée est alors initiée 50 ns trop tôt. Les conséquences étant que, pour ces évènements, nous avons des agrégats provenant d'une collision de biais minimum à un temps $t \simeq 0$ ns et des agrégats provenant d'une collision rare à $t \simeq 50$ ns. Ce problème est bien illustré par la FIG. 7.10 qui montre le temps enregistré par les cellules du calorimètre en fonction de leur énergie.

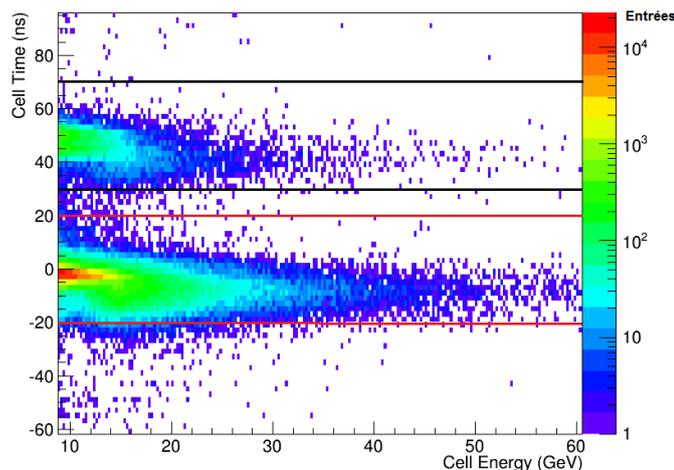


FIG. 7.10– Distribution en temps des cellules d'EMCal en fonction de l'énergie déposée. Le pic principal, situé dans l'intervalle $-20 < t < 20$ ns (barres rouges), provient principalement de collisions ayant correctement activées le déclencheur L0 d'EMCal, le pic secondaire situé dans l'intervalle $30 < t < 70$ ns (barres noires) est le fruit d'un problème de déclenchement.

Bien qu'une séparation au niveau des agrégats soit possible (les deux pics sont bien définis), ce n'est pas le cas au niveau des traces qui interviennent notamment dans la définition de notre critère d'isolement. Qui plus est, si la position du vertex primaire n'est pas faussée par cet empilement d'évènements, elle correspond à la position du vertex de la collision de biais minimum faisant que ces évènements ne sont pas utilisables. Néanmoins, comme ces évènements ne sont pas facilement identifiables nous les avons conservés tout en rejetant les agrégats présents dans le second pic en temps¹.

Néanmoins, rejeter ces agrégats n'est pas sans conséquences car il ne faut pas perdre de vue que ces agrégats situés dans le second pic proviennent de « bonnes » collisions. Il est donc nécessaire de déterminer un facteur corrigeant de cette perte. Nous avons par ailleurs remarqué que la proportion des agrégats ainsi rejetés variait avec l'énergie rendant nécessaire la détermination d'un facteur qui inclut cette dépendance. Notons par ailleurs que cette corrélation, entre l'énergie d'un agrégat et sa présence dans l'un des deux pics en temps, n'est pas vraiment surprenante dans la mesure où l'algorithme du déclencheur s'appuie sur l'amplitude de la réponse du calorimètre pour déterminer le temps auquel l'interaction a eu lieu. Finalement, nous avons tiré profit du fait que les agrégats ne sont, eux, pas affectés par l'empilement d'évènements (la séparation entre les deux pics est nette), nous permettant ainsi de construire le facteur de correction suivant :

$$\mathcal{C} = \frac{N_{\text{agrégats}}(-20 \text{ à } 20 \text{ ns})}{N_{\text{agrégats}}(-20 \text{ à } 20 \text{ ns}) + N_{\text{agrégats}}(30 \text{ à } 70 \text{ ns})} \quad (7.1.15)$$

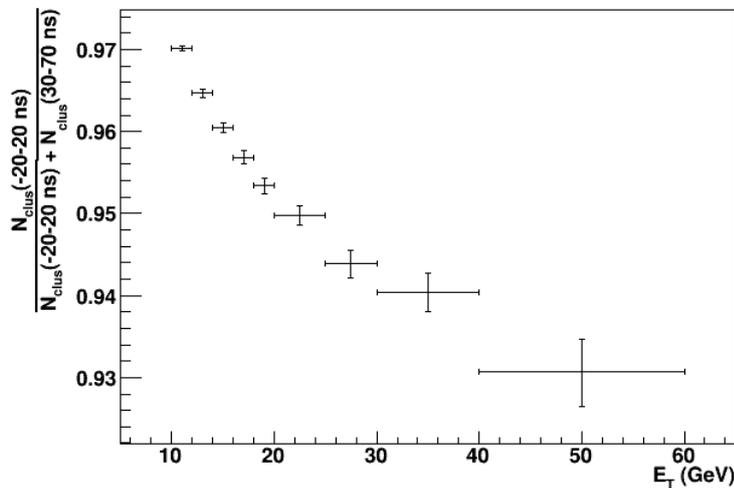


FIG. 7.11– Facteur corrigeant de la perte des photons issus des collisions ayant mal déclenchées le système d'acquisition (expliqué dans le texte).

La FIG. 7.11 donne le résultat du calcul de \mathcal{C} , nous voyons que la correction varie de 3% aux faibles énergies jusqu'à 7% pour l'intervalle correspondant aux énergies les plus élevées.

1. les agrégats issus de la collision de biais minimum présents à $t \simeq 0$ ns apportent une contribution négligeable au nombre d'agrégats supérieurs à 10 GeV, nous permettant de négliger leur présence

7.1.4 Résultats

Maintenant que tous les éléments ont été déterminés le spectre brut peut être corrigé. La FIG. 7.12 nous donne ce spectre corrigé de photons prompts isolés pour chacun des critères d'isolement.

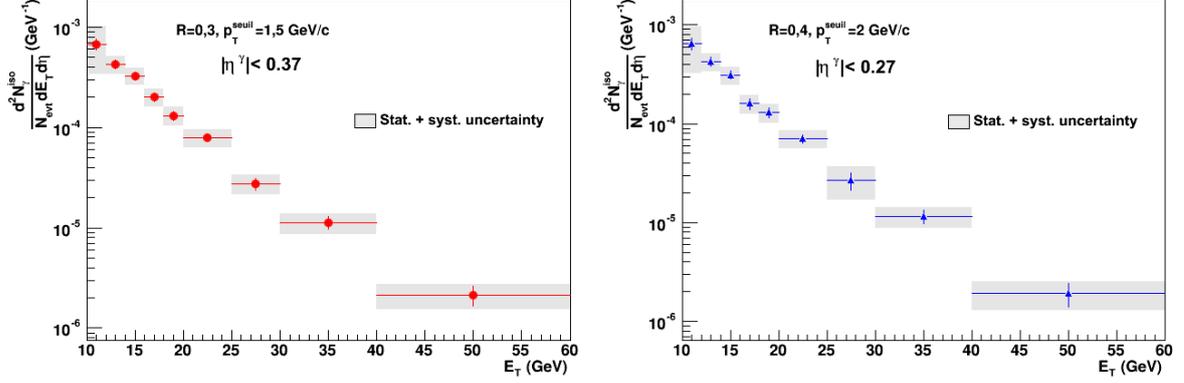


FIG. 7.12– Spectre corrigé de photons prompts isolés pour $p_T^{seuil} = 1,5 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,3$ (à gauche) et $p_T^{seuil} = 2 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,4$ (à droite). Les tableaux 7.7 et 7.8 donnent les valeurs des points présentés.

Notons que pour la mesure avec $R = 0,4$, un point a subi une correction supplémentaire. En effet, au regard de nos résultats obtenus (spectre brut, pureté), il semblait clair que le septième point était victime d'une fluctuation statistique. La présence de cette fluctuation forte déjà dans le spectre brut et la faiblesse de la pureté associé à ce point tendent à indiquer que cette fluctuation est essentiellement imputable au signal. Nous sommes donc parti de cette hypothèse pour corriger la valeur de ce point, nous avons aussi considéré que la « vraie » pureté associée à ce point (celle qu'on aurait si il n'y avait pas de fluctuation), devait se situer entre la valeur du point précédent et du suivant. En effet, ce creux dans la pureté n'a, semble-t-il, pas d'autres explications que la présence d'une fluctuation statistique (du reste, un tel creux n'apparaît pas pour $R = 0,3$). Ainsi, nous avons construit un facteur de correction f qui permet d'accéder au nombre de photons isolés que nous aurions dû mesurer pour obtenir la pureté corrigée p' :

$$f = \frac{1/p - 1}{1/p' - 1} \quad (7.1.16)$$

où p est la pureté mesurée (impactée par la fluctuation).

Pour déterminer f , nous avons pris pour valeur centrale $p' = \frac{1}{2}(p_{précédent} + p_{suivant})$. L'erreur systématique associée à cette correction (qui s'ajoutera à celles qui seront déterminées au chapitre 8) a été calculée en prenant la variation de f lorsque on varie p' de $p_{précédent}$ à $p_{suivant}$. Au final, la valeur de notre facteur correctif que l'on a utilisé est : $f = 1,59_{-0,27}^{+0,35}$.

7.2 Détermination de la section efficace de production de photons prompts isolés

La section efficace différentielle de production de photons prompts isolés peut s'exprimer ainsi :

$$\frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta} = \frac{N_\gamma^{iso}(E_T)}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{décl} \cdot \Delta E_T \cdot \Delta \eta} = \frac{N_{evt}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{décl}} \cdot \frac{d^2 N_\gamma^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta} \quad (7.2.1)$$

où \mathcal{L} représente la luminosité intégrée utilisée pour notre analyse, $\epsilon_{décl}$ est l'efficacité du déclencheur L0 d'EMCal et $\frac{d^2 N_\gamma^{iso}}{N_{evt} dE_T d\eta}$ le spectre corrigé qui vient d'être déterminé.

Nous remarquons que la seule différence avec l'expression du spectre de photons prompts isolés (cf. équation (7.1.1)) est que le nombre d'évènements analysés N_{evt} est ici remplacé par le terme $\mathcal{L} \cdot \epsilon_{décl}$. Ce passage, d'une référence expérimentale à une référence absolue nous permet d'accéder à la section efficace. Dans une première partie nous allons déterminer cette luminosité intégrée analysée \mathcal{L} puis, dans une seconde partie, nous évaluerons l'efficacité du déclencheur $\epsilon_{décl}$.

7.2.1 Détermination de la luminosité intégrée

Pour déterminer la luminosité intégrée utilisée pour notre analyse, nous nous sommes appuyé sur un déclencheur de biais minimum (classe de déclencheur INT7). En effet, contrairement à la classe EMC7 qui correspond au déclencheur L0 d'EMCal que nous avons utilisé, la section efficace de la classe INT7 a déjà été mesurée en octobre 2010 : $\sigma_{INT7}^{2010} = 54,3 \pm 1,9$ mb [120]. Notons qu'un changement dans les paramètres de la haute tension du V0 en 2011 a induit une légère baisse de son efficacité diminuant ainsi la section efficace : $\sigma_{INT7}^{2011} = 53,7 \pm 2,0$ mb [129]. Ainsi, la luminosité intégrée pour la classe INT7 peut être exprimée ainsi :

$$\mathcal{L}^{INT7} = \frac{P_{INT7} \times N_{INT7}}{\sigma_{INT7}} \quad (7.2.2)$$

avec :

- N_{INT7} : nombre d'évènements INT7
- P_{INT7} : le facteur de correction de l'empilement d'évènements. Elle corrige des cas où plusieurs collisions p-p dans un seul croisement de paquet auraient chacune pu satisfaire les conditions INT7 alors qu'un seul évènement a été compté.

Or, en regardant pour les deux classes précitées les signaux d'entrées déclenchant la prise de données nous voyons :

conditions INT7 : 0VBA et 0VBC

conditions EMC7 : 0VBA et 0VBC et 0EMC

Les entrées 0VBA et 0VBC correspondent aux signaux des deux hodoscopes du V0 et 0EMC est le signal correspondant à un dépôt de haute énergie dans le calorimètre. Ainsi, nous notons que les conditions de la classe EMC7 constituent un sous-ensemble des conditions INT7. Nous concluons alors qu'un évènement satisfaisant la classe INT7 et ayant une entrée 0EMC (que nous appellerons INT7+0EMC) est identique à un évènement EMC7. Ainsi \mathcal{L}^{INT7} peut être exprimée d'une deuxième façon :

$$\mathcal{L}^{INT7} = \frac{P_{INT7+0EMC} \times N_{INT7+0EMC}}{\sigma_{EMC7}} \quad (7.2.3)$$

avec :

- σ_{EMC7} : la section efficace de la classe EMC7
- $N_{INT7+0EMC}$: nombre d'évènements INT7+0EMC
- $P_{INT7+0EMC}$: le facteur de correction de l'empilement d'évènements. Elle corrige des cas où plusieurs collisions p-p dans un seul croisement de paquet auraient chacune pu satisfaire les conditions $INT7 + 0EMC$ alors qu'un seul évènement a été compté.

En utilisant les deux expressions précédentes et en posant $P_{INT7+0EMC} \approx 0$ (les évènements INT7+0EMC sont rares et l'empilement de plusieurs d'entre eux est donc négligeable) :

$$\sigma_{EMC7} = \frac{\sigma_{INT7}^{2011} \times R}{P_{INT7}} \quad (7.2.4)$$

avec $R = \frac{N_{INT7+0EMC}}{N_{INT7}}$ le facteur de rejet.

Nous pouvons alors utiliser cette expression pour déterminer la luminosité intégrée de notre analyse qui peut s'exprimer comme suit :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{evt}}{\sigma_{EMC7}} \quad (7.2.5)$$

En remplaçant σ_{EMC7} par l'équation (7.2.4), nous obtenons finalement :

$$\mathcal{L} = \frac{P_{INT7} \times N_{evt}}{R \times \sigma_{INT7}} \quad (7.2.6)$$

Le nombre d'évènements analysés N_{evt} est de 8,8 millions et nous connaissons σ_{INT7} ($53,7 \pm 2,0$ mb). Le rapport R est facilement accessible, il nous reste à déterminer le facteur de correction de l'empilement P_{INT7} . La probabilité pour que deux protons particuliers fassent une collision inélastique lors du croisement de deux paquets est extrêmement faible. Ainsi nous pouvons utiliser une loi de Poisson pour décrire la probabilité d'avoir n collisions lors d'un tel croisement :

$$P(X = n) = e^{-\mu} \cdot \frac{\mu^n}{n!} \quad (7.2.7)$$

où μ est le nombre moyen de collisions par croisement de paquet

Le facteur de correction de l'empilement n'est autre que le nombre moyen de collisions (pouvant activer la classe INT7) sachant qu'il y en a au moins une (le déclenchement a eu lieu), nous avons alors :

$$P_{INT7} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n \cdot P(X = n)}{P(X \geq 1)} = \frac{\mu^{INT7}}{1 - e^{-\mu^{INT7}}} \quad (7.2.8)$$

Or $\sum_{n=1}^{\infty} n \cdot P(X = n) = \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot P(X = n) = \mu^{INT7}$ et de l'équation (7.2.7) nous déterminons :

$$P(X \geq 1) = 1 - P(X = 0) = 1 - e^{-\mu^{INT7}} \quad (7.2.9)$$

nous obtenons ainsi :

$$P_{INT7} = \frac{\mu^{INT7}}{1 - e^{-\mu^{INT7}}} \quad (7.2.10)$$

Il nous reste désormais à déterminer μ^{INT7} . Pour l'évaluer, nous allons nous baser sur la probabilité que le déclencheur s'active qui correspond à $P(X \geq 1)$:

$$P(X \geq 1) = \frac{R_{L0_b^{INT7}}}{nBC_{orbit} \times \nu_{LHC}} \quad (7.2.11)$$

avec :

- $R_{L0_b^{INT7}}$: le taux du compteur L0b de la classe INT7
- nBC_{orb} : Le nombre de croisements de paquets non masqués par orbite
- ν_{LHC} : La fréquence de révolution du LHC (11245 Hz)

En combinant l'équation (7.2.10) et (7.2.11) nous obtenons :

$$\mu^{INT7} = -\ln\left(1 - \frac{R_{L0_b^{INT7}}}{nBC_{orb} \times \nu_{LHC}}\right) \quad (7.2.12)$$

Nous avons alors pu déterminer P_{INT7} en nous basant sur l'équation (7.2.10), notons par ailleurs que cette méthode est identique à celle utilisée par le groupe d'analyse travaillant sur la production du Υ [129]. La FIG. 7.13 montre le résultat de ce calcul, nous remarquons une certaine variation dénotant une inconstance de la composition des paquets de protons. Notons que cet empilement ne dépasse jamais 1,2.

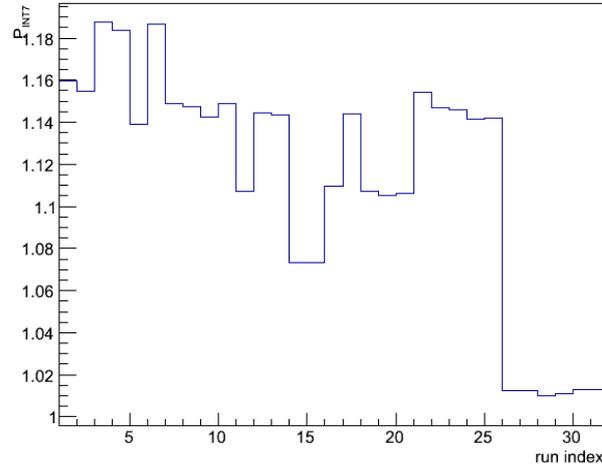


FIG. 7.13– Facteur de correction de l'empilement P_{INT7} pour différentes séquences de données.

La FIG 7.14 montre le facteur de rejet R/P_{INT7} pour différentes séquences de données². Ce facteur est stable, ce qui était attendu car la configuration du déclencheur n'a pas changée durant cette période impliquant que $\frac{\sigma_{EMC7}^{2011}}{\sigma_{INT7}}$ soit constant et par là même R/P_{INT7} (au vu de l'équation (7.2.4)). Nous avons alors utilisé la valeur moyenne :

$$R/P_{INT7} = (3,4 \pm 0,2^{stat}) \times 10^{-4} \quad (7.2.13)$$

2. Seules les séquences ayant un minimum de 5 évènements contenant un signal du L0 d'ECMal ont été conservées

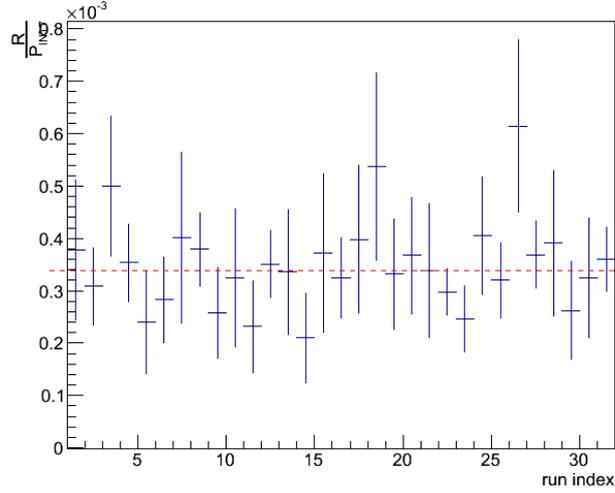


FIG. 7.14– Rapport R/P_{INT7} pour différentes séquences de données.

Nous pouvons maintenant déterminer la luminosité à partir de l'équation (7.2.6) :

$$\mathcal{L} = 484 \pm 23^{\text{stat}} \pm 18^{\text{syst}} \text{ nb}^{-1} \quad (7.2.14)$$

Notons que l'erreur statistique provient de la détermination du rapport R/P_{INT7} et l'erreur systématique de l'incertitude sur σ_{INT7}^{2011} . Cette valeur de luminosité intégrée est bien en-deçà des différentes mesures publiées par ATLAS [40] et CMS [39] car, comme nous l'avons souligné aux chapitres 3 et 5, le temps d'acquisition d'ALICE est subordonné à celui de la dérive des charges dans sa TPC limitant ainsi la luminosité qu'elle peut recevoir ($\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en p-p pour ALICE contre $\sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour ATLAS et CMS).

7.2.2 Détermination de l'efficacité du déclencheur

Pour terminer la normalisation du spectre et accéder à la section efficace, il nous reste à déterminer l'efficacité du déclencheur $\epsilon_{\text{décl}}(E_T)$. Cette efficacité correspond à la probabilité que la prise de données se soit déclenchée lorsqu'un photon direct est émis dans l'acceptance du calorimètre (et que le système d'acquisition n'est pas occupé). Comme nous l'avons vu précédemment, la classe de déclencheur initiant la prise de données (EMC7) nécessite, en plus d'un dépôt de haute énergie dans le calorimètre, que les deux hodoscopes du V0 soient touchés. Or, au vu de l'énergie des processus mis en jeu dans notre analyse, nous avons considéré que c'était toujours le cas et qu'ainsi l'inefficacité du déclencheur provenait exclusivement du déclencheur L0 d'EMCal. Ainsi pour évaluer l'efficacité du déclencheur, nous avons une nouvelle fois utilisé les données déclenchées par la classe INT7 dans lesquelles nous avons regardé si, pour les événements contenant au moins un agrégat d'énergie supérieure à 10 GeV (situé dans la fenêtre en temps correspondant aux événements ayant déclenché correctement l'acquisition), l'entrée OEMC (relative au déclencheur L0 d'EMCal) avait été activée. Notons que comme le seuil de déclenchement était de 5,5 GeV lors des séquences de données que nous avons analysées, nous avons considéré que dans la gamme d'énergie où se situe notre analyse

(10-60 GeV), l'efficacité de ce dernier est stable soit :

$$\epsilon_{décl}(E_T) \approx \epsilon_{décl} = \frac{N_{INT7+0EMC+agrégat>10GeV}}{N_{INT7+agrégat>10GeV}} \quad (7.2.15)$$

Nous avons ainsi trouvé :

$$\epsilon_{décl} = 0,9 \pm 0,06 \text{ (stat)} \quad (7.2.16)$$

Nous ne sommes pas surpris de trouver une valeur en deçà de 100%. En effet, nous savons que l'acceptance du déclencheur L0 est légèrement plus faible que celle du calorimètre entraînant une légère perte d'efficacité. Notons par ailleurs que cette approche est limitée par la faiblesse de la statistique disponible. En effet, il y a seulement une cinquantaine d'agrégats d'énergie supérieure à 10 GeV dans les données déclenchées par la classe INT7 correspondant aux prises de données analysées. Enfin notons que de nouvelles simulations Monte-Carlo incluant cette fois les informations relatives au déclencheur viennent d'être produites, elles devraient ainsi nous permettre de recouper cette valeur.

7.2.3 Résultats

Nous avons désormais tous les éléments permettant d'établir les sections efficaces différentielles de production de photons prompts isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV (donnée par l'expression (7.2.1)). Ces résultats sont présentés par la FIG. 7.15 et les valeurs de chaque point avec leurs erreurs sont récapitulées par les tableaux 7.7 ($R = 0,3$) et 7.8 ($R = 0,4$). Nous expliciterons au prochain chapitre la façon dont ces incertitudes ont été déterminées. Les comparaisons avec les prédictions théoriques seront quant à elles exposées au chapitre 9.

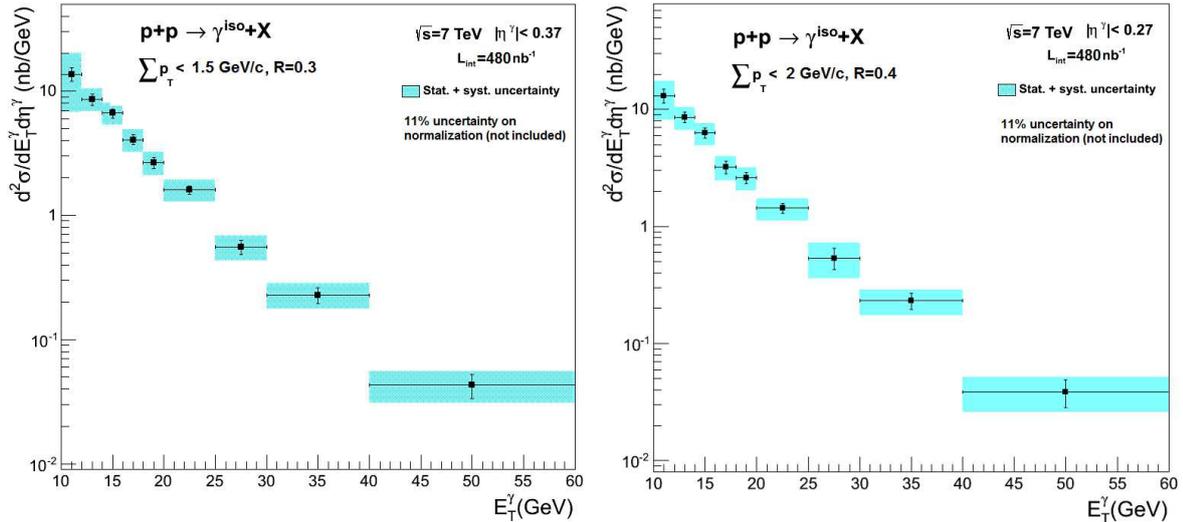


FIG. 7.15– Sections efficaces différentielles de production de photons prompts isolés dans les collisions p-p à 7 TeV pour les deux critères d'isolement : $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ à gauche, $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ à droite.

E_T (GeV)	section efficace (nb/GeV)	spectre corrigé (GeV^{-1})
10-12	$(1,37 \pm 0,17^{+0,63}_{-0,67}) \times 10^1$	$(6,77 \pm 0,84^{+3,11}_{-3,32}) \times 10^{-4}$
12-14	$8,60 \pm 0,88^{+1,63}_{-1,55}$	$(4,26 \pm 0,44^{+0,81}_{-0,77}) \times 10^{-4}$
14-16	$6,62 \pm 0,55^{+1,26}_{-1,19}$	$(3,28 \pm 0,27^{+0,62}_{-0,59}) \times 10^{-4}$
16-18	$4,06 \pm 0,37^{+0,77}_{-0,73}$	$(2,01 \pm 0,18^{+0,38}_{-0,36}) \times 10^{-4}$
18-20	$2,64 \pm 0,27^{+0,50}_{-0,48}$	$(1,31 \pm 0,14^{+0,25}_{-0,24}) \times 10^{-4}$
20-25	$1,60 \pm 0,12^{+0,30}_{-0,29}$	$(7,92 \pm 0,60^{+1,51}_{-1,42}) \times 10^{-5}$
25-30	$(5,55 \pm 0,74^{+1,05}_{-1,00}) \times 10^{-1}$	$(2,75 \pm 0,36^{+0,52}_{-0,49}) \times 10^{-5}$
30-40	$(2,29 \pm 0,34^{+0,44}_{-0,41}) \times 10^{-1}$	$(1,13 \pm 0,17^{+0,22}_{-0,20}) \times 10^{-5}$
40-60	$(4,32 \pm 0,95^{+0,82}_{-0,78}) \times 10^{-2}$	$(2,14 \pm 0,47^{+0,41}_{-0,38}) \times 10^{-6}$

TABLE 7.7– Section efficace et spectre corrigé de production de photons prompts isolés ($R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c pour $|\eta| < 0,37$) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec leurs erreurs statistiques et systématiques. Il faut ajouter 11% d’erreurs corrélées pour la section efficace et 3,6% d’erreurs corrélées sur le spectre corrigé.

E_T (GeV)	section efficace (nb/GeV)	spectre corrigé (GeV^{-1})
10-12	$(1,31 \pm 0,18^{+0,41}_{-0,46}) \times 10^1$	$(6,48 \pm 0,89^{+2,97}_{-3,17}) \times 10^{-4}$
12-14	$8,60 \pm 0,93^{+1,63}_{-1,70}$	$(4,26 \pm 0,46^{+0,81}_{-0,77}) \times 10^{-4}$
14-16	$6,30 \pm 0,58^{+1,20}_{-1,24}$	$(3,12 \pm 0,29^{+0,59}_{-0,56}) \times 10^{-4}$
16-18	$3,24 \pm 0,40^{+0,62}_{-0,64}$	$(1,60 \pm 0,20^{+0,31}_{-0,29}) \times 10^{-4}$
18-20	$2,62 \pm 0,30^{+0,50}_{-0,51}$	$(1,30 \pm 0,15^{+0,25}_{-0,23}) \times 10^{-4}$
20-25	$1,43 \pm 0,14^{+0,27}_{-0,28}$	$(7,08 \pm 0,69^{+1,34}_{-1,29}) \times 10^{-5}$
25-30	$(5,38 \pm 1,11^{+1,56}_{-1,40}) \times 10^{-1}$	$(2,66 \pm 0,55^{+0,88}_{-0,78}) \times 10^{-5}$
30-40	$(2,32 \pm 0,36^{+0,44}_{-0,46}) \times 10^{-1}$	$(1,15 \pm 0,18^{+0,22}_{-0,21}) \times 10^{-5}$
40-60	$(3,88 \pm 1,03^{+0,74}_{-0,77}) \times 10^{-2}$	$(1,92 \pm 0,51^{+0,37}_{-0,35}) \times 10^{-6}$

TABLE 7.8– Section efficace et spectre corrigé de production de photons prompts isolés ($R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c pour $|\eta| < 0,27$) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec leurs erreurs statistiques et systématiques. Il faut ajouter 11% d’erreurs corrélées pour la section efficace et 3,6% d’erreurs corrélées sur le spectre corrigé.

Ce chapitre nous a permis d’établir les spectres corrigés de production de photons prompts isolés et la section efficace qui leur est associée. Pour cela nous avons déterminé la pureté des spectres bruts avec une méthode uniquement basée sur les données réelles. Le terme regroupant les différentes efficacités a lui été extrait grâce à l’utilisation de simulations Monte-Carlo. Enfin, un dernier terme corrigeant de la perte des photons causés par un problème de déclenchement a permis d’obtenir les spectres corrigés. La seconde section de ce chapitre a été dédiée à la normalisation de ces spectres. Celle-ci a été réalisée grâce notamment à l’extraction d’un facteur de rejet entre le déclencheur L0 d’EMCal et celui de biais minimum. Les sections efficaces de photons prompts isolés ont finalement été présentées, ces résultats seront discutés lors du chapitre 9. Le prochain chapitre détaillera quant à lui les différentes études nous ayant permis d’estimer les incertitudes à la fois statistiques et systématiques associées aux résultats présentés.

Chapitre 8

Evaluation des incertitudes

Ce chapitre est dévolu à l'estimation des incertitudes sur les spectres corrigés et sur les sections efficaces de photons prompts isolés que nous avons établis au chapitre précédent. La première partie aura pour objet les erreurs statistiques qui, comme nous le verrons, proviennent du nombre limité de photons mesurés mais aussi de notre méthode d'estimation de la pureté. Dans une seconde partie nous évaluerons les erreurs systématiques. Celles-ci proviennent principalement de l'imperfection des simulations utilisées pour corriger notre spectre et de la méthode d'estimation de la pureté. La dernière partie sera consacrée à un bilan des incertitudes et aux différentes pistes qui pourraient permettre de les réduire.

Toute mesure se rapportant à un phénomène de nature probabiliste est nécessairement empreinte d'une erreur statistique. Quant aux erreurs systématiques, elles traduisent l'imperfection des instruments et des techniques de mesures. Nous allons dans ce chapitre quantifier ces deux catégories d'incertitudes que nous avons chacune séparée en deux types : les erreurs corrélées en énergie et celles qui ne le sont pas. Le nombre de photons et leur section efficace varient avec l'énergie, or certaines quantités entrant en ligne de compte dans leur détermination ne possèdent pas cette dépendance (par exemple la luminosité). L'erreur provenant de ces quantités est alors généralement la même pour chaque intervalle en énergie : on parle dans ce cas d'incertitudes ou d'erreurs corrélées. En revanche, les quantités qui varient en fonction de l'énergie n'ont *a priori* pas de raisons d'avoir des erreurs identiques. Cette distinction est utile notamment pour interpréter la tendance d'une courbe expérimentale car seule la partie non corrélée des erreurs a une incidence sur son appréciation.

8.1 Erreurs statistiques

8.1.1 Erreurs statistiques non corrélées

Le nombre de photons prompts isolés a été extrait en utilisant la relation suivante :

$$\left(N_{\gamma}^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = p \cdot \left(N^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \quad (8.1.1)$$

où $\left(N^{iso}\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}$ est notre spectre brut et p la pureté que l'on a estimée ainsi :

$$p = 1 - \left(\frac{N^{\neq iso}(E_T)}{N^{iso}(E_T)}\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \times \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{0,4 < \lambda_0^2 < 1} \quad (8.1.2)$$

Ainsi en remplaçant p par son expression dans l'équation 8.1.1 nous obtenons :

$$\left(N_\gamma^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} = \left(N^{iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} - \left(\frac{N^{iso}(E_T)}{N^{\neq iso}(E_T)}\right)^{0,4 < \lambda_0^2 < 1} \times \left(N^{\neq iso}(E_T)\right)^{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3} \quad (8.1.3)$$

Nous pouvons alors, en utilisant la formule de propagation des incertitudes, évaluer l'erreur statistique sur le nombre de photons prompts mesurés (afin d'alléger l'écriture, la dépendance en E_T n'apparaît plus et l'intervalle en λ_0^2 est passé en indice) :

$$\begin{aligned} \sigma_{N_\gamma^{iso}}^2 = & \left(\frac{\partial N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}}{\partial N_\gamma^{iso}} \sigma_{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}}{\partial N_\gamma^{iso}} \sigma_{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}}\right)^2 \\ & + \left(\frac{\partial N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}}{\partial N_\gamma^{iso}} \sigma_{N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}}{\partial N_\gamma^{iso}} \sigma_{N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}}\right)^2 \end{aligned} \quad (8.1.4)$$

L'absence de termes covariants se justifie par le fait que les 4 quantités impliquées correspondent à des ensembles disjoints. En assumant $\sigma_N = \sqrt{N}$ nous obtenons :

$$\begin{aligned} \sigma_{N_\gamma^{iso}}^2 = & N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso} + \frac{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso} \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}\right)^2}{\left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^2} + \frac{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}\right)^2 \cdot N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}}{\left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^2} \\ & + \frac{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}\right)^2 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}\right)^2}{\left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^3} \end{aligned} \quad (8.1.5)$$

De plus, nous avons voulu quantifier l'impact qu'avait notre méthode d'estimation de la pureté sur l'erreur statistique finale. Après un calcul similaire nous avons obtenu :

$$\begin{aligned} \sigma_p^2 = & \frac{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}\right)^2 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}\right)^2}{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}\right)^3 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^2} + \frac{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso} \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}\right)^2}{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}\right)^2 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^2} \\ & + \frac{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}\right)^2 \cdot N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}}{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}\right)^2 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^2} + \frac{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}\right)^2 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}\right)^2}{\left(N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}\right)^2 \cdot \left(N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}\right)^3} \end{aligned} \quad (8.1.6)$$

E_T (GeV)	$\sigma_{N_\gamma^{iso}}/N_\gamma^{iso}$	σ_p/p	$1/\sqrt{N_\gamma^{iso}}$
10-12	12,4%	11,6%	3,3%
12-14	10,3%	8,7%	4,1%
14-16	8,2%	5,9%	4,6%
16-18	9,2%	5,8%	5,8%
18-20	10,4%	5,8%	7,2%
20-25	7,6%	3,6%	5,8%
25-30	13,3%	6,8%	9,9%
30-40	14,6%	7,7%	10,9%
40-60	22,0%	9,9%	17,6%

TABLE 8.1– Erreurs statistiques relatives sur le nombre de photons prompts isolés ainsi que sur la pureté pour la mesure utilisant $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c.

E_T (GeV)	$\sigma_{N_\gamma^{iso}}/N_\gamma^{iso}$	σ_p/p	$1/\sqrt{N_\gamma^{iso}}$
10-12	13,9%	12,7%	4,1%
12-14	10,9%	8,8%	4,9%
14-16	9,3%	6,0%	5,7%
16-18	12,2%	7,6%	7,8%
18-20	11,4%	5,4%	8,7%
20-25	9,4%	4,1%	7,5%
25-30	20,6%	10,6%	15,2%
30-40	15,6%	6,3%	12,9%
40-60	26,6%	10,0%	22,4%

TABLE 8.2– Erreurs statistiques relatives sur le nombre de photons prompts isolés ainsi que sur la pureté pour la mesure utilisant $R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c.

Les tableaux 8.1 et 8.2 donnent les erreurs statistiques relatives sur le spectre corrigé $\sigma_{N_\gamma^{iso}}/N_\gamma^{iso}$ et sur la pureté σ_p/p pour chaque critère d'isolement. Nous avons aussi fait apparaître l'erreur statistique minimale qui aurait pu être atteinte si nous avions fait appel à une méthode d'estimation de la pureté dépourvue d'erreurs statistiques à savoir $1/\sqrt{N_\gamma^{iso}}$. Tout d'abord, nous remarquons que, comme nous nous y attendions, les erreurs statistiques sont légèrement plus faibles pour la mesure avec $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c qui profite d'une acceptation 50% plus grande pour la mesure des photons. Ces tableaux montrent aussi que notre méthode de détermination de la pureté induit une part non négligeable des erreurs statistiques dans les premiers intervalles. Celles-ci restent néanmoins nettement plus faibles que les erreurs systématiques ainsi que nous le verrons par la suite. Par ailleurs, il est intéressant de noter que, lorsque nous comparons deux intervalles, celui contenant le plus de photons n'est pas toujours celui ayant l'erreur statistique la plus faible. Ceci s'explique principalement par le fait que la pureté elle-même (et non l'incertitude qui lui est associée) a un impact important sur l'amplitude de l'erreur faisant que les deux premiers intervalles (où la pureté est la plus basse) n'ont pas les erreurs les plus faibles. Nous avons exprimé l'erreur statistique relative sur le spectre en fonction de la pureté pour mieux mettre en évidence cette dépendance (nous

avons utilisé le fait que $N_\gamma^{iso} = p \cdot N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}$:

$$\frac{\sigma_{N_\gamma^{iso}}}{N_\gamma^{iso}} = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{1}{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}} + (1-p)^2 \times \left(\frac{1}{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{\neq iso}} + \frac{1}{N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{iso}} + \frac{1}{N_{0,4 < \lambda_0^2 < 1}^{\neq iso}} \right)} \quad (8.1.7)$$

Cette équation fait apparaître qu'une faible pureté pèse sur l'erreur statistique que ça soit par le biais du terme $\frac{1}{p}$ ou encore par le terme $(1-p)^2$. Au contraire l'incertitude est minimale pour $p = 1$ (toutes choses égales par ailleurs), nous retrouvons d'ailleurs logiquement dans ce cas limite que l'erreur statistique vaut : $\frac{\sigma_{N_\gamma^{iso}}}{N_\gamma^{iso}} = \frac{1}{\sqrt{N_{0,1 < \lambda_0^2 < 0,3}^{iso}}}$. Notons qu'il existe une ultime source d'erreurs statistiques non corrélées, ce sont celles attachées au facteur \mathcal{C} corrigeant de la perte des photons engendrés par un problème de déclenchement (cf. page 113). Néanmoins ces erreurs étant inférieures à 1% elles ont donc été négligées.

8.1.2 Erreurs statistiques corrélées

Erreur sur la luminosité intégrée

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, notre estimation de la luminosité intégrée \mathcal{L} est empreinte d'une erreur statistique liée à la détermination du facteur de rejet R (cf. page 116). La luminosité intégrée est par nature invariante avec l'énergie, nous avons donc ici affaire à une erreur statistique corrélée (identique pour chaque intervalle en énergie) qui vaut : $\sigma_{\mathcal{L}_{int}}/\mathcal{L}_{int} = 5\%$.

Erreur sur l'efficacité du déclencheur

Le cas de l'efficacité du déclencheur $\epsilon_{décl}$ est un peu plus délicat. Comme nous l'avons expliqué (page 119), nous avons considéré que, notre analyse se situant à des énergies bien au-delà du seuil de déclenchement, l'efficacité du déclencheur devait être indépendante de l'énergie. Nous avons ainsi déterminé une efficacité constante avec une erreur statistique valant : $\sigma_{\epsilon_{décl}}/\epsilon_{décl} = 7\%$

Erreur totale

Les quantités R et $\epsilon_{décl}$ ne sont pas tout à fait indépendantes. En effet, R est le rapport des événements de biais minimum ayant un signal du déclencheur L0 d'EMCal divisé par le nombre d'évènements total et $\epsilon_{décl}$ est déterminée en utilisant le même rapport en ajoutant la contrainte que ces évènements doivent contenir un agrégat d'énergie supérieure à 10 GeV. Néanmoins, ces évènements restent rares et leur contribution dans le calcul du facteur de rejet est faible ce qui nous permet de considérer ces deux variables comme étant non corrélées (entre elles). L'erreur statistique corrélée totale est ainsi de :

$$\sigma_{cor}^{stat} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\epsilon_{décl}}}{\epsilon_{décl}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathcal{L}_{int}}}{\mathcal{L}_{int}}\right)^2} = 8\% \quad (8.1.8)$$

8.2 Erreurs systématiques

Le calcul des erreurs systématiques est souvent l'un des aspects les plus délicats d'une mesure. La très grande difficulté a été ici de surmonter des problèmes liés à la faible statistique dont nous disposons que ce soit au niveau de données réelles ou simulées. En particulier, nos tentatives pour extraire des erreurs systématiques en utilisant les modélisations du signal et du bruit de fond, sont restées vaines car entachées d'importantes erreurs statistiques. Notons à ce titre que de nouvelles simulations venant d'être produites ou en passe de l'être, devraient permettre d'extraire avec un meilleur contrôle ces erreurs systématiques.

8.2.1 Erreurs systématiques non corrélées

Erreurs systématiques sur l'efficacité et la pureté

Afin de déterminer les erreurs systématiques non corrélées, nous avons tout d'abord fait varier indépendamment les paramètres de l'analyse liés à notre identification des photons à savoir ceux relatifs aux rejets des particules chargées ainsi que ceux définissant notre sélection sur la forme des agrégats. Ces analyses ont mis en avant à chaque fois le même phénomène : lorsque nous resserrions notre sélection (en utilisant des critères plus stricts), le nombre de photons prompts isolés (après correction) diminuait et inversement. Ainsi la conclusion s'imposant étant que la variation de l'efficacité et/ou de la pureté ne compense pas suffisamment la diminution du signal et/ou l'augmentation de la contamination. Suite à ce constat, nous avons décidé d'étudier deux scénarios opposés permettant d'évaluer l'ampleur de cet effet. Le premier, dit « serré » utilise un jeu de paramètres plus strict sur l'identification des photons et le second dit « relâché » est au contraire moins contraignant laissant ainsi place à une contamination plus importante. Le tableau 8.3 précise les paramètres régissant les sélections relatives à ces deux scénarios par rapport aux sélections standards.

sélections serrées	sélections standards	sélections relâchées
$d\eta > 0,024$ ou $d\phi > 0,036$	$d\eta > 0,02$ ou $d\phi > 0,03$	$d\eta > 0,016$ ou $d\phi > 0,024$
$0,1 < \lambda_0^2 < 0,27$	$0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$	$0,1 < \lambda_0^2 < 0,33$

TABLE 8.3– Détail des jeux de sélections des agrégats (identification des photons prompts) utilisés pour l'évaluation des erreurs systématiques (sélections serrées et relâchées) en regard de celui utilisé pour l'analyse (sélections standards).

Les FIG. 8.1 et 8.2 donnent le résultat de cette étude. Nous voyons que l'étude utilisant les sélections relâchées surestime en moyenne de 6% le nombre de photons prompts isolés en comparaison à l'analyse standard. Au contraire, avec celle utilisant les sélections serrées, nous avons en moyenne 9% de photons en moins. Les écarts intervalle par intervalle à ces valeurs sont compatibles avec des fluctuations statistiques ainsi qu'en attestent les valeurs des χ^2/ndf associés aux ajustements par une constante. C'est d'ailleurs les valeurs données par ces ajustements que nous avons utilisés afin de ne pas être trop sensible à ces fluctuations. En conclusion nous évaluons donc cette erreur à [-9% ; +6%] pour l'ensemble des intervalles pour la mesure utilisant $R = 0,3$ et à [-12% ; +6%] pour la mesure avec $R = 0,4$.

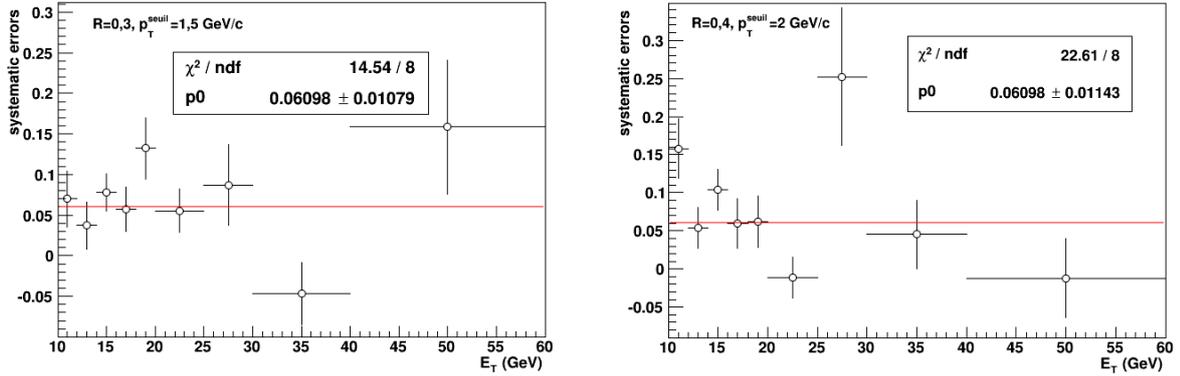


FIG. 8.1– Ecart relatif entre l’analyse utilisant le jeu de sélections relâchées et celle utilisant les sélections standards pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,4$ (à droite).

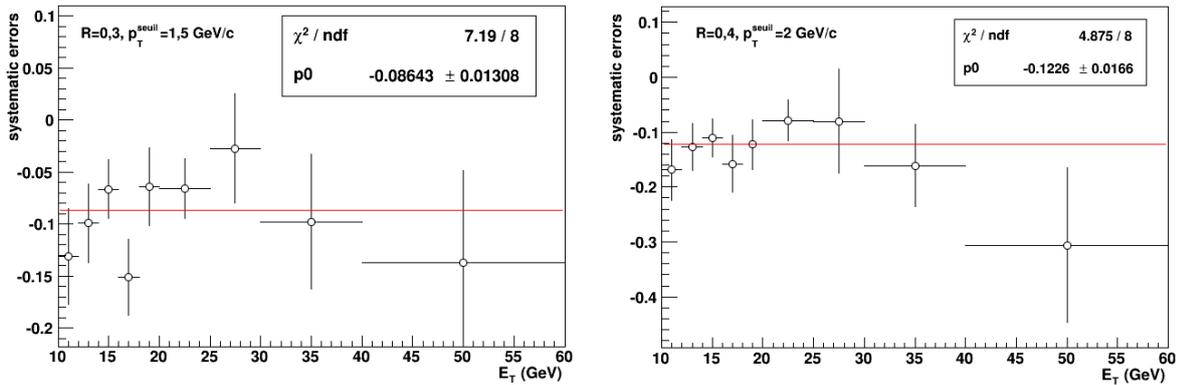


FIG. 8.2– Ecart entre l’analyse utilisant le jeu de sélections serrées et celle utilisant les sélections standards pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,4$ (à droite).

Erreurs systématiques liées à la méthode d’estimation de la pureté

La méthode d’évaluation de la pureté utilisée se base sur une hypothèse stipulant que, les particules du bruit de fond ont une probabilité d’isolement identique, dans la zone du signal $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$ et dans l’intervalle d’estimation $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ (cf. page 100). Pour évaluer le biais induit par l’inexactitude de cette hypothèse, nous avons décalé cet intervalle d’estimation de la probabilité d’isolement du bruit de fond à $0,6 < \lambda_0^2 < 1,2$, en considérant que la déviation entre cet intervalle et l’intervalle standard devait être du même ordre de grandeur. Cet étude permet alors d’estimer la sensibilité de la méthode à notre choix d’intervalle initial. La FIG. 8.3 montre l’écart observé entre cette étude et l’analyse standard. Nous observons une sous-estimation très nette dans le premier intervalle en énergie qui avait déjà été identifié comme l’intervalle problématique dans le chapitre précédent (cf. page 102). En revanche, pour les autres énergies considérées nous avons une surestimation d’environ 8% (7% pour la mesure avec $R = 0,4$). Comme cette étude nous permet seulement d’estimer l’amplitude de la variation et non sa direction (nous ne savons pas si la probabilité d’isolement du bruit de fond est plus

ou moins importante dans la zone $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$) nous avons choisi d'utiliser une erreur symétrique. Nous évaluons donc cette erreur, pour la mesure avec $R = 0,3$, à $[-8\% ; +8\%]$ pour l'ensemble des intervalles (hormis le premier) et à $[-7\% ; +7\%]$ pour la mesure avec $R = 0,4$. Nous attribuons au premier intervalle une erreur de $[-40\% ; +40\%]$ et de $[-22\% ; +22\%]$ pour les mesures utilisant respectivement un cône de rayon $R = 0,3$ et $R = 0,4$.

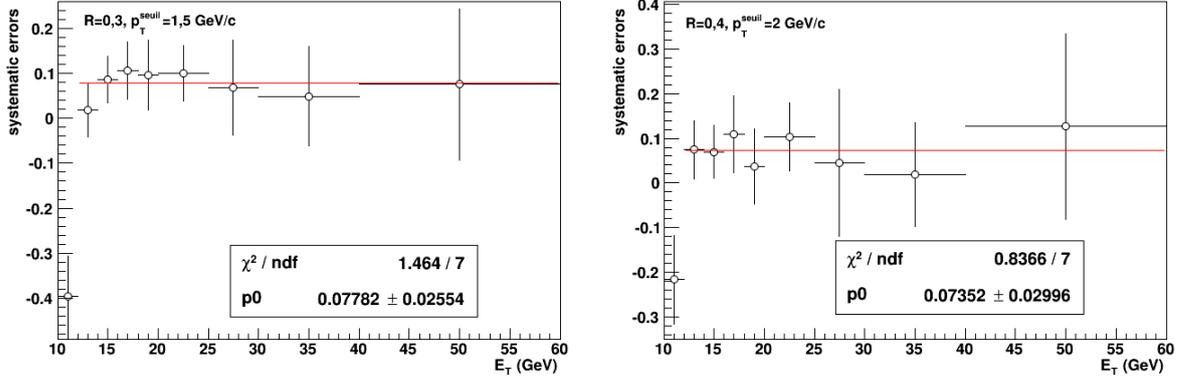


FIG. 8.3– Ecart relatif entre l'analyse basant son estimation de la pureté sur l'intervalle $0,6 < \lambda_0^2 < 1,2$ et celle utilisant l'intervalle standard ($0,4 < \lambda_0^2 < 1$) pour la mesure avec $p_T^{\text{seuil}} = 1,5 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{\text{seuil}} = 2 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,4$ (à droite).

Erreurs systématiques liées aux différences avant et après la séquence 156891

Nous avons observé une différence entre les données prises avant et après la séquence 156891. Cette différence, mise en avant dans le chapitre 6 (cf. page 75), se manifeste par une distribution différente des traces dans le CTS. Ce changement pourrait influencer nos résultats notamment parce que nous avons basé nos calculs d'efficacités sur des simulations utilisant les paramètres de deux séquences appartenant à la seconde sous-période (les simulations *ad hoc*, basées sur des séquences appartenant à la première sous-période viennent d'être produites mais n'ont pas encore été analysées). Ainsi, pour quantifier cet effet nous avons, comme le montre la FIG. 8.4, comparé les résultats en utilisant la sous-période A (avant 156891) avec ceux obtenus avec la sous-période B (à partir de 156891) qui constituent notre référence. Nous sommes ici confronté à une difficulté, les barres d'erreurs statistiques ne permettent pas de conclure à la présence ou à l'absence d'un effet. Or, pour les raisons que nous venons de mentionner, nous nous attendons à une différence entre ces deux sous-périodes qui pourrait ne pas être négligeable. Comme il n'y a pas de dépendance forte en énergie (aucune tendance ne se dégage réellement), notre démarche a été de tester différentes hypothèses de sous-estimation et de surestimation se basant sur un écart indépendant de l'énergie. Ainsi, nous avons fixé la valeur d'un ajustement par une constante et regardé à chaque fois la valeur du χ^2/ndf associé. Nous avons trouvé que cette dernière restait inférieure à 2 pour tous les scénarios compris entre une sous-estimation de 27% (28% pour la mesure avec $R = 0,4$) et une surestimation de 12%. En prenant en considération que la sous-période A contient 48% des événements nous concluons que l'erreur systématique liée à l'utilisation de cette sous-période est, pour l'ensemble des intervalles, comprise dans $[-6\% ; +13\%]$ (pour les deux mesures). Le fait qu'ici, nous n'évaluons pas, à proprement parler, l'erreur systématique mais délimitations son ampleur, sera pris en compte dans la manière d'additionner les erreurs systématiques.

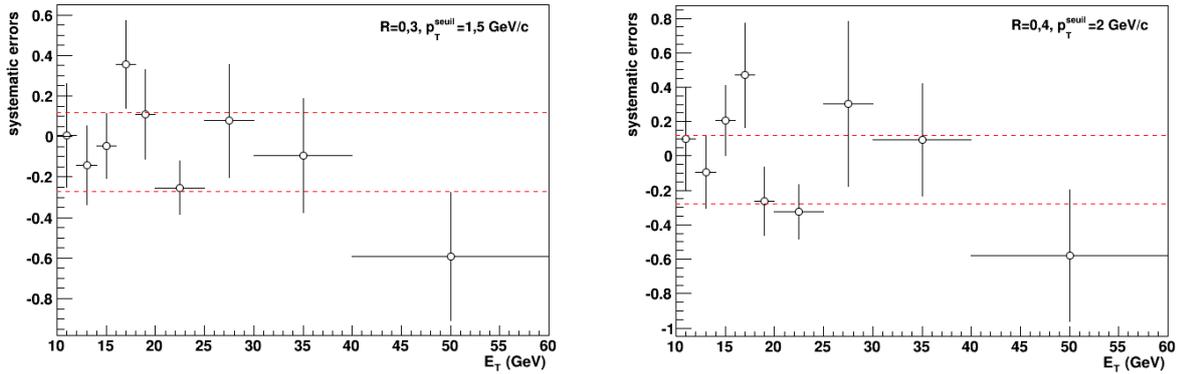


FIG. 8.4– Ecarts relatifs entre l’analyse se basant sur les séquences de données avant 156891 et celle utilisant les suivantes pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2 \text{ GeV}/c$ et $R = 0,4$ (à droite).

Addition des erreurs systématiques

De manière générale, à la différence des erreurs statistiques, nous ne pouvons pas simplement faire une somme quadratique des erreurs systématiques pour obtenir l’erreur totale. En effet, nous ne pouvons pas présumer des distributions que suivent ces erreurs. Ainsi, il nous faut les additionner linéairement ce qui implique généralement une certaine surestimation. Nous allons ici faire une exception concernant l’erreur systématique liée à la différence observée entre de données avant et après la séquence 156891 car nous avons vu que sa détermination est sujette à une forte erreur statistique. Ainsi, nous avons déterminé les erreurs systématiques non corrélées totales en additionnant linéairement les deux erreurs systématiques liées à l’efficacité et à la pureté puis en les additionnant de manière quadratique avec cette troisième source d’erreurs. Au final, nous obtenons une erreur totale de $[-18\% ; +19\%]$ pour tous les intervalles en énergie $[-18\% ; +19\%]$ pour la mesure avec $R = 0,4$ à l’exception du premier dont l’erreur est de $[-49\% ; +46\%]$ ($[-35\% ; +31\%]$ pour $R = 0,3$).

8.2.2 Erreurs systématiques corrélées

Erreurs systématiques liées à la variation de l’acceptance

Bien que nous ayons choisi uniquement les séquences de données ayant toutes les parties du calorimètres actives, il peut rester de petites différences entre l’acceptance des différentes séquences de prises de données prises une à une en particulier entre les séquences appartenant à la période LHC11c et LHC11d qui possèdent un masque sur les cellules défectueuses différent. Nous avons utilisé seulement deux séquences, appartenant toutes deux à la période LHC11d, lors de notre calcul de ϵ qui est le terme incluant les effets d’acceptance. Ainsi, si une variation d’acceptance existe au cours des différentes prises de données, celle-ci n’est pas corrigée et c’est pourquoi nous avons ici une source d’erreur systématique. La FIG. 8.5 montre la variation du nombre d’agrégat supérieur à 10 GeV par évènement. Cette quantité, évidemment très sensible à toute variation d’acceptance, est stable aux barres d’erreurs statistiques près. Nous avons donc décidé de prendre la dispersion de cette distribution comme erreur systématique pour l’acceptance soit 3,6%.

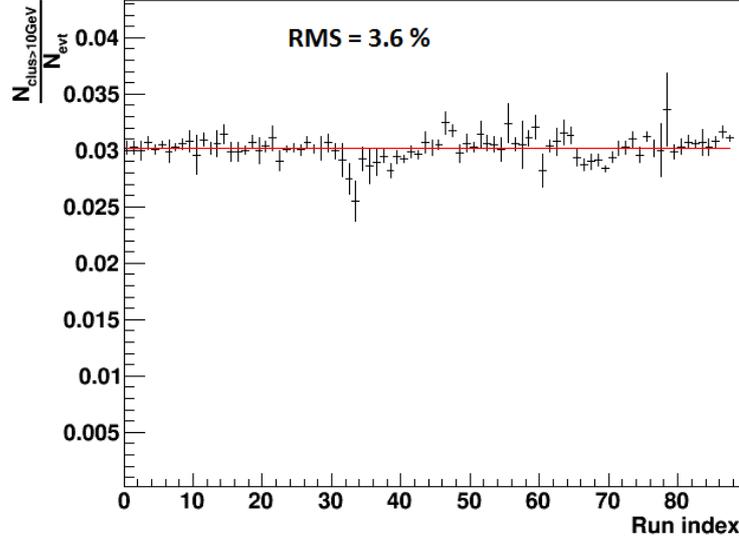


FIG. 8.5— Evolution du nombre d’agrégats supérieur à 10 GeV par événement lors des différentes séquences de données analysées, la moyenne de cette distribution est matérialisée par la ligne horizontale

Erreurs systématiques liées à la détermination de \mathcal{L}_{int}

Une autre source d’erreurs systématiques corrélées est facilement identifiable, elle provient de notre estimation de la luminosité intégrée \mathcal{L} . Rappelons que :

$$\mathcal{L} = \frac{P_{INT7} \times N_{evt}}{R \times \sigma_{INT7}} \quad (8.2.1)$$

Nous voyons ainsi que son estimation s’appuie sur la mesure de la section efficace du déclencheur de biais minimum dont l’erreur systématique est connue : $\sigma_{INT7}^{2011} = 53,7 \pm 2,0$ mb [129] ce qui correspond à une erreur de 3,8%.

Toujours concernant la détermination de la luminosité intégrée, nous pouvons nous interroger quant à une possible erreur systématique relative à la détermination du rapport R/P_{INT7} . En effet, si par exemple il s’avérait que les conditions de fonctionnement du déclencheur eussent changées au fil du temps, notre estimation du rapport pourrait en être légèrement faussée. Nous avons finalement considéré que si une telle erreur existait, elle devait être faible et était déjà prise en compte dans le calcul d’erreurs systématiques précédemment évaluées. En effet, la dispersion du nombre d’agrégat par événement, utilisé pour l’estimation de l’erreur systématique sur l’acceptance, se devrait d’être sensible à toute évolution de ce rapport. Qui plus est, nous avons montré au chapitre précédent que ce rapport était stable lors des différentes séquences de données étudiées bien que les barres d’erreurs ne nous permettaient pas d’exclure une légère variation (cf. page 119).

Enfin, le dernier test qui renforce notre assurance quant à ne pas inclure d’incertitude supplémentaire liée à la détermination de la luminosité, nous est donné par la comparaison de notre analyse avec une analyse sans coupure sur le vertex primaire. En effet, cette étude permet, entre autres, de mettre à l’épreuve la sensibilité de notre méthode de détermination de la

luminosité à la contamination événementielle (événements ne provenant pas du croisement de paquets désiré) et permet donc d'évaluer une erreur systématique sur celle-ci en même temps qu'elle évalue un potentiel biais lié à la perte de bons événements ayant un vertex excentré.

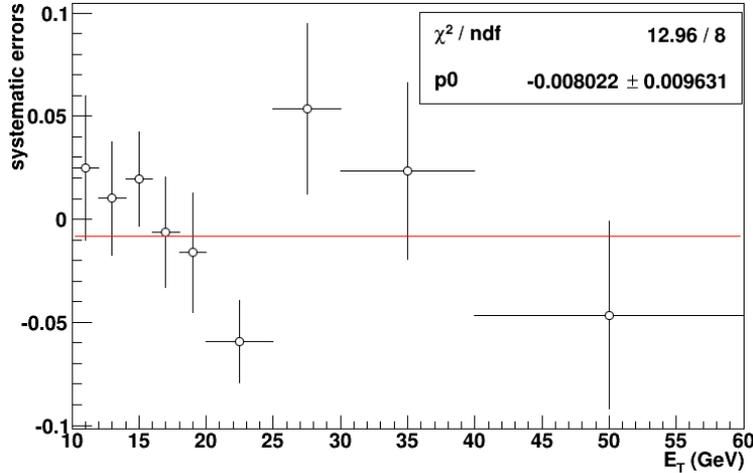


FIG. 8.6– Ecart relatif entre notre analyse standard exigeant que le vertex primaire ait $-10 < z < 10$ cm et une analyse sans cette sélection.

La FIG. 8.6 montre l'écart relatif entre ces deux analyses, celle sans la coupure possède un nombre d'évènements analysés et donc une luminosité intégrée de 9% supérieure à l'analyse standard. Nous ne notons pas de déviation significative et aucune tendance à la hausse ni à la baisse n'émerge, l'ajustement par une constante donne en effet une valeur compatible avec 0. Nous remarquons tout de même qu'un point est situé à une déviation supérieure à 2σ mais la valeur de χ^2/ndf reste proche de 1 ce qui reste donc compatible avec une fluctuation statistique. Notons aussi que les erreurs statistiques ont été estimées en considérant que l'ajout de ces nouveaux évènements n'induisait pas de perturbation sur l'estimation de la pureté, se faisant, elles sont peut-être légèrement sous-évaluées ce qui renforce notre confiance dans le fait de considérer cette source d'erreurs comme étant négligeable. En conclusion, l'erreur systématique que nous attribuons à la luminosité intégrée provient exclusivement de celle associée à σ_{INT7}^{2011} et est ainsi de 3,8%.

Erreurs systématiques liées à la détermination de $\epsilon_{décl}$

Enfin, une dernière source potentielle d'erreurs systématiques corrélées provient de notre estimation de l'efficacité du déclencheur. Nous avons considéré, que, puisque notre étude se basait sur l'étude d'agrégats ayant une énergie bien au-delà du seuil du déclencheur, une hypothétique variation de cette efficacité avec l'énergie serait marginale. En se basant sur cette hypothèse nous en déduisons que, si nous commettons une erreur systématique dans sa détermination, cela aurait les mêmes conséquences qu'une erreur sur le rapport R/P_{INT7} , à savoir une mauvaise normalisation. Comme nous venons de le voir, les différents tests effectués ne nous ont pas permis de déceler une quelconque instabilité de cette dernière. Néanmoins, alors que le rapport R/P_{INT7} est simplement une donnée relative aux déclencheurs qui n'apporte aucune référence absolue, ce n'est évidemment pas le cas de l'efficacité du déclencheur. Or, nous ne disposons pas encore des simulations nécessaires pour nous assurer que notre méthode

permet une estimation fidèle de la probabilité de déclenchement lors d'un évènement possédant un photon de grande impulsion émis dans l'acceptance du calorimètre. C'est principalement l'hypothèse selon laquelle le déclencheur de biais minimum est efficace à 100% lors de ce type d'évènements que nous aurions aimé vérifier.

En récapitulant, nous voyons que deux sources d'erreurs systématiques peuvent venir entacher la détermination de $\epsilon_{décl}$. La première, provenant de sa possible variation au cours du temps est, si elle existe, déjà prise en compte indirectement dans l'erreur systématique sur l'acceptance. La seconde source provient de nos hypothèses qui sont d'une part la stabilité de cette efficacité dans la région 10-60 GeV et d'autre part celle sur l'efficacité du déclencheur de biais minimum. Nous avons finalement considéré que cette dernière source d'erreur systématique sur $\epsilon_{décl}$ devait être plus faible que son erreur statistique qui est relativement importante (7%) et nous avons décidé de la négliger.

Au final nous avons donc une erreur systématique corrélée totale de 7% provenant à part égale de l'incertitude sur l'acceptance et de celle sur la luminosité intégrée. L'ensemble des erreurs systématiques est récapitulé dans les tableaux 8.4 et 8.5.

	borne inférieure	borne supérieure
efficacité/pureté	9%	6%
méthode d'estimation de la pureté	8% (40%)	8% (40%)
différence avant/après 156891	6%	13%
total systématiques non corrélées	18% (49%)	19% (46%)
acceptance	3,6%	3,6%
luminosité	3,8%	3,8%
total systématiques corrélées	7,4%	7,4%
total systématiques	25% (56%)	26% (53%)

TABLE 8.4– Bilan des erreurs systématiques pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/ c et $R = 0,3$, entre parenthèses figurent les erreurs attachées au premier intervalle en énergie (10-12 GeV).

	borne inférieure	borne supérieure
efficacité/pureté	12%	6%
méthode d'estimation de la pureté	7% (22%)	7% (22%)
différence avant/après 156891	6%	13%
total systématiques non corrélées	20% (35%)	19% (31%)
acceptance	3,6%	3,6%
luminosité	3,8%	3,8%
total systématiques corrélées	7,4%	7,4%
total systématiques	27% (42%)	26% (38%)

TABLE 8.5– Bilan des erreurs systématiques pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/ c et $R = 0,4$, entre parenthèses figurent les erreurs attachées au premier intervalle en énergie (10-12 GeV).

8.3 Bilan et perspectives

8.3.1 Bilan

Nous venons de déterminer les erreurs statistiques et systématiques de nos mesures de production de photons prompts isolés (spectre corrigés et sections efficaces). Les erreurs statistiques non corrélées ont été récapitulées dans les tableaux 8.1 et 8.2. Il faut ajouter, pour les sections efficaces, 8% d'erreurs statistiques corrélées provenant de notre méthode de normalisation (cf. partie 8.1.2). Les tableaux 8.4 et 8.5 récapitulent quant à eux l'évaluation des différentes erreurs systématiques. Celles-ci sont globalement supérieures aux erreurs statistiques (hormis dans le dernier intervalle), notons que l'erreur sur la luminosité ne concerne bien évidemment que les sections efficaces.

Lors de la présentation de nos résultats (au chapitre précédent), nous avons gardé la distinction entre erreurs statistiques et systématiques pour les erreurs non corrélées. En revanche, pour faciliter leur lecture et leur comparaison (chapitre suivant), nous avons décidé de regrouper les erreurs corrélées statistiques (partie 8.1.2) et systématiques (partie 8.2.2). Pour cela, nous avons choisi de prendre la somme quadratique afin de ne pas augmenter artificiellement l'erreur soit une erreur corrélée totale de 11 % pour la section efficace.

8.3.2 Perspectives

Nous avons dans une première partie déterminé les erreurs statistiques associées à nos résultats. La détermination de ces erreurs n'a pas posé de problème particulier car, entre autres, aucune procédure d'ajustement n'est utilisée. A ce titre, nous pouvons nous demander si l'effet des fluctuations statistiques ne pourraient pas être limité par l'utilisation d'un ou plusieurs ajustements. Ces ajustements pourraient être utilisés directement au niveau de la pureté calculée ou bien en amont, sur les différentes quantités utilisées pour la déterminer. Cette approche n'a pas pu être utilisée ici car elle nécessite soit de connaître *a priori* la forme des distributions, soit de trouver des fonctions simples les reproduisant. Or, nous n'avons pas trouvé de telles fonctions (ce n'est d'ailleurs pas surprenant si l'on pense aux très nombreux effets entrant en jeu) et la faible statistique dans la simulation modélisant le bruit de fond ne nous a pas permis d'étudier précisément la forme attendue des distributions. Une autre façon de réduire les erreurs statistiques seraient simplement de disposer d'un plus grand nombre d'événements, ce qui nécessite la collecte de plus de données. Enfin, nous avons vu qu'une source d'erreurs statistiques sur nos sections efficaces étaient liées à la détermination de l'efficacité du déclencheur. Là encore on peut espérer une amélioration car de nouvelles simulations, incluant l'information liée au déclencheur L0 d'EMCal, viennent d'être produites et devraient bientôt nous permettre d'estimer cette efficacité avec une moins grande incertitude.

La détermination des erreurs systématiques qui a été l'objet de la deuxième partie a été assez délicate et peut probablement être améliorée. En effet, ne disposant que d'une statistique limitée pour la modélisation du bruit de fond, nous avons dû extraire l'erreur systématique sur la détermination de la pureté sans utiliser de simulations. Ainsi, il est probable que l'apport d'une nouvelle simulation avec plus d'événements devrait permettre d'obtenir une meilleure détermination de cette erreur (celle-ci est en cours de production). Par ailleurs, certaines erreurs systématiques extraites ne l'ont pas été dans les conditions permettant de garantir qu'elles correspondent à 1σ . Par exemple, pour l'erreur liée à l'efficacité/pureté, nous avons fait varier simultanément plusieurs quantités ce qui a l'avantage de prendre en compte la potentielle

corrélation entre ces variables mais ne permet plus de déterminer un écart-type. Finalement, l'idéal aurait été de faire varier chacune de ces quantités individuellement et d'étudier les corrélations entre chacune d'entre-elles. Les tentatives que nous avons faites dans ce sens sont restées infructueuses notamment à cause de la présence de fluctuations statistiques. En effet, faire varier légèrement la valeur d'une coupure dans l'analyse peut avoir pour conséquences de changer fortement à la fois le signal et le bruit faisant que la variation du résultat est entachée de fortes erreurs statistiques. Enfin, notons qu'il sera probablement possible de diminuer les erreurs systématiques liées à la différence observée entre les deux périodes identifiées (avant et après la séquence 156891). En effet, de nouvelles simulations correspondant à la première période viennent tout juste d'être produites ce qui va nous permettre de déterminer une efficacité différente pour chaque période et probablement améliorer la précision des résultats.

Finalement nous voyons qu'il existe des pistes d'améliorations en vue de diminuer les erreurs statistiques et systématiques. Nous avons aussi vu qu'il était probablement possible de déterminer plus précisément les erreurs systématiques. La plus part de ces améliorations seront possibles grâce aux nouvelles simulations qui vont être ou viennent juste d'être produites. Bien entendu, la prise de nouvelles données sera aussi déterminante en vue de réduire ces incertitudes.

Ce chapitre a été consacré à la détermination des incertitudes tant statistiques que systématiques associées à la mesure de la production des photons prompts isolés. Nous avons notamment mis en avant le rôle joué par la pureté et sa méthode d'estimation dans l'amplitude des erreurs statistiques à basse énergie. Les incertitudes systématiques ont aussi été évaluées, elles proviennent en particulier de la détermination de la luminosité intégrée et de la méthode d'estimation de la pureté. Le chapitre suivant sera principalement consacré à la discussion des résultats présentés dans cette thèse, pour cela nous les comparerons aux prédictions théoriques mais aussi aux résultats obtenus par les collaborations ATLAS et CMS.

Chapitre 9

Comparaisons et discussion des résultats

Ce dernier chapitre sera tout d'abord consacré à la comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus et les prédictions théoriques. Pour ce faire, nous commencerons par décrire les différents éléments nous ayant permis d'établir ces prédictions et leurs incertitudes associées. Puis, les comparaisons entre les mesures et ces prédictions seront discutées avant d'être mises en perspectives avec les autres mesures de photons prompts isolés ayant eu lieu au LHC. Nous finirons ce chapitre en prenant du recul sur la mesure effectuée. Nous mettrons en avant les perspectives qu'elle ouvre et nous mentionnerons aussi quelques pistes d'améliorations. Nous discuterons enfin de l'avenir de la mesure des photons isolés dans ALICE.

9.1 Comparaison avec les prédictions théoriques

Cette section est consacrée à l'établissement des prédictions théoriques et leur confrontation avec les mesures de sections efficaces de photons prompts isolés présentées au chapitre 7. Pour ce faire, le logiciel JETPHOX sera utilisé pour extraire la section efficace de photons prompts isolés au niveau partonique puis Pythia sera mis à contribution pour corriger des effets de l'hadronisation et de l'évènement sous-jacent. Nous concluons par une discussion sur l'accord (ou le désaccord) entre résultats théoriques et expérimentaux.

9.1.1 Le calcul avec JETPHOX

Nous avons présenté au chapitre 2 JETPHOX, un programme Monte-Carlo permettant notamment de calculer la section efficace de photons prompts isolés au NLO (décrit page 23). Nous allons ici l'utiliser comme base pour comparer nos résultats aux prédictions de la pQCD.

Configuration du calcul

Les calculs JETPHOX présentés ici ont été réalisés avec la version 1.3.1 et sont détaillés dans la référence [130]. Pour limiter les fluctuations statistiques, chaque intervalle en énergie a été l'objet d'un calcul séparé avec 32 millions d'itérations chacun. Le fichier d'entrée de JETPHOX a été configuré avec les paramètres correspondant aux deux mesures (intervalle en η , taille du cône, seuil). Nous avons notamment requis que les fonctions de distributions partoniques utilisées soient CTEQ6.6 [131], nous avons choisi les fonctions de fragmentation BFGII [27]. Pour établir la valeur centrale des prédictions, les échelles de factorisation, de fragmentation et de renormalisation ont été prises égales à l'énergie transverse du photon ($\mu_f = \mu_F = \mu_R = E_T^\gamma$).

Évaluation des incertitudes

Les deux sources principales d'incertitudes sur ce calcul de JETPHOX proviennent des erreurs sur les PDF et de la dépendance du résultat aux échelles arbitraires de la pQCD. L'incertitude engendrée par les PDF a été évaluée en prenant l'écart maximale entre les résultats obtenus avec les PDF CTEQ6.6, MSTW2008 [132] et NNPDF2.0 [133] ainsi qu'il a été préconisé par le groupe de travail du CERN PDF4LHC [134]. Quant aux incertitudes liées aux échelles arbitraires de la pQCD μ_f , μ_F et μ_R , elles ont été évaluées en les faisant varier indépendamment entre $\mu = 0,5 \cdot E_T^\gamma$ et $\mu = 2 \cdot E_T^\gamma$.

9.1.2 La correction des prédictions avec Pythia

Nous avons expliqué lors du chapitre 2 que JETPHOX appliquait son critère d'isolement au niveau des partons faisant que les effets de l'hadronisation et de l'évènement sous-jacent sur la distribution en impulsion dans le cône n'étaient pas pris en compte (cf. page 23). Les mesures présentées au chapitre 7 appliquent leur critère d'isolement au niveau des particules et il a été décidé de ne pas soustraire la contribution de l'UE. Pour comparer ces résultats expérimentaux et théoriques il est donc nécessaire d'introduire un facteur correctif que nous avons décidé d'appliquer au niveau de la prédiction :

$$C(E_T) = \frac{N_\gamma^{iso, had}(E_T)}{N_\gamma^{iso, part}(E_T)} \quad (9.1.1)$$

où $N_\gamma^{iso, had}$ est le nombre de photons prompts isolés au niveau hadronique et $N_\gamma^{iso, part}$ le nombre de photons prompts isolés au niveau partonique

Ce facteur C est purement théorique et nous avons choisi, comme la collaboration CMS, d'utiliser le générateur Pythia (décrit page 23) pour le déterminer. L'approche de CMS a été d'utiliser plusieurs simulations complètes en activant ou désactivant l'hadronisation et les processus d'interactions partoniques multiples (qui contribuent à l'UE). Leur facteur correctif est alors calculé en prenant le rapport entre le le spectre de photons isolés dans leurs simulations avec UE et hadronisation (différentes optimisations de Pythia ont été utilisées) divisé par le spectre obtenu dans une simulation n'ayant aucun de ces deux éléments [39].

Ne disposant pas de simulations sans UE ni sans hadronisation, nous avons choisi une approche légèrement différente. Profitant du fait que Pythia n'intègre que des processus $2 \rightarrow 2$ pour la production de photons directs, nous pouvons en conclure que tous les photons directs générés par Pythia sont isolés au niveau partonique du moins dans la définition qui en est faite par JETPHOX qui ne considère pas les partons spectateurs (ceux qui ne sont pas directement impliqués dans le processus dur). Nous avons alors réutilisé la modélisation du signal (décrite page 79) et calculé ce facteur correctif en prenant la proportion des photons directs générés par Pythia qui restent isolés au niveau hadronique (en appliquant le critère d'isolement sur les particules primaires générées avant leur interaction avec le détecteur).

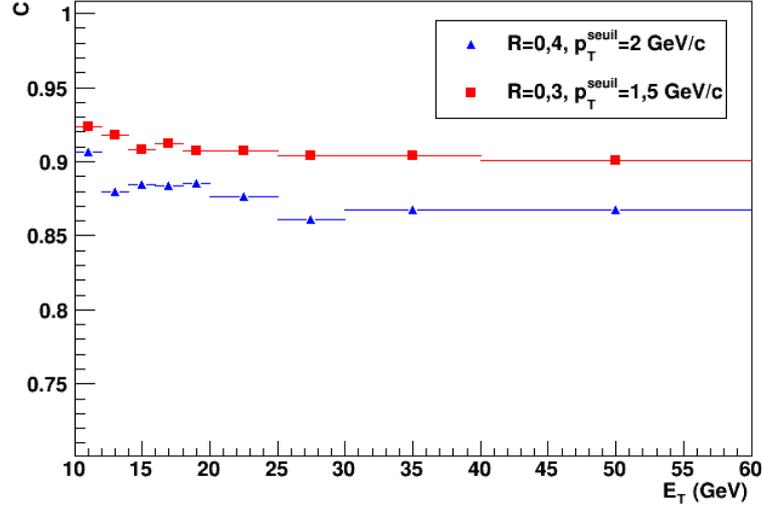


FIG. 9.1– Facteurs corrigeant les prédictions de JETPHOX de l’effet de l’hadronisation et de l’UE sur l’isolement des photons en fonction de l’énergie transverse du photon.

La FIG. 9.1 donne le résultat de ce facteur C pour les deux critères d’isolement. Nous remarquons qu’un plus grand nombre de photons directs restent isolés au niveau hadronique avec le critère d’isolement utilisant $R = 0, 3$ qu’avec celui utilisant $R = 0, 4$. Cela est totalement cohérent avec nos estimations des efficacités d’isolement de ces critères réalisées uniquement grâce aux données réelles qui sont de 92% pour le critère utilisant $R = 0, 3$ et 87% pour celui avec $R = 0, 4$ (cf. page 95). En outre, nous remarquons que mise à part une valeur très légèrement plus haute à basse énergie et de petites instabilités qui ne semblent pas physique ces facteurs sont, dans l’ensemble, constants. Nous avons alors décidé d’utiliser une valeur moyenne, en prenant pour erreur l’écart type soit : $\bar{C}_{R=0,3} = 0,91 \pm 0,01$ et $\bar{C}_{R=0,4} = 0,88 \pm 0,01$. A titre de comparaison, nous avons calculé ce facteur pour le critère d’isolement utilisé par CMS : $R = 0, 4$ et $p_T^{\text{seuil}} = 5$ GeV/c. La valeur trouvée avec notre méthode est : $\bar{C} = 0,970 \pm 0,003$, celle-ci est totalement compatible avec celle déterminée par CMS : $\bar{C} = 0,975 \pm 0,006$ [39].

9.1.3 Comparaison et discussion

Nous venons de calculer les éléments nous permettant d’obtenir les prédictions théoriques comparables à nos valeurs expérimentales de sections efficaces de photons prompts isolés (les prédictions étant données par les calculs JETPHOX multipliés par leur facteur \bar{C} correspondant). La FIG. 9.2 montre les rapports entre ces sections efficaces mesurées et leur prédiction pour les deux critères d’isolement utilisés. Tout d’abord nous ne notons pas de différences importantes entre la comparaison pour la mesure avec $R = 0, 3$ et celle utilisant $R = 0, 4$. En effet, ces deux mesures donnent des valeurs plutôt en dessous des prédictions théoriques. Pour être précis c’est surtout les deux premiers points qui semblent être incompatibles avec les prédictions même si les larges incertitudes ne permettent pas de conclure définitivement. Notons par ailleurs que ces premiers points correspondent à la partie du spectre où le rapport signal/bruit est le plus défavorable ce qui incite à la prudence. C’est aussi la partie du spectre où la proportion de photons de fragmentation parmi les photons isolés est la plus forte (estimée à environ 20% par JETPHOX). Or les erreurs du calcul théorique liées aux incertitudes sur

les fonctions de fragmentations ont été négligées, ces erreurs théoriques sont donc peut-être légèrement sous-estimées dans cette région. Les autres points expérimentaux, bien que systématiquement en dessous des valeurs centrales des prédictions, sont compatibles avec celles-ci. Enfin, nous voyons que les incertitudes sur nos points expérimentaux sont bien plus grandes que les incertitudes théoriques liées aux PDF ce qui laisse, en l'état des choses, peu d'espoir de pouvoir les contraindre.

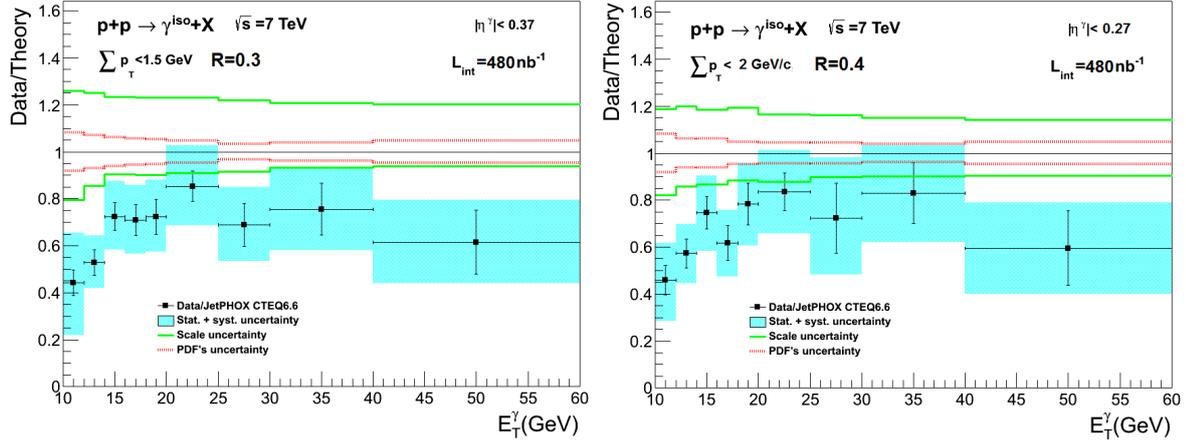


FIG. 9.2– Rapports entre points expérimentaux et prédictions théoriques pour la section efficace de photons prompts isolés en collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec les critères $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite). Les prédictions théoriques sont basées sur des calculs NLO réalisés avec JETPHOX 1.3.1 corrigés par les facteurs $\bar{C}_{R=0,3} = 0,91 \pm 0,01$ et $\bar{C}_{R=0,4} = 0,88 \pm 0,01$ comme il est expliqué dans le texte.

Avant de mettre en perspective cette mesure de photons prompts isolés avec celles des collaborations ATLAS et CMS, nous devons souligner qu'une autre mesure d'ALICE, celle des π^0 et des η présentée par la FIG. 9.3, semble aussi indiquer une surestimation des prédictions de la pQCD dans la région 10-25 GeV (en collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV). Le calcul pQCD de la production des π^0 est beaucoup plus sensible aux incertitudes sur les fonctions de fragmentations que celui des photons prompts isolés. Une explication de cette possible surestimation des prédictions de la pQCD pourrait ainsi être une description imparfaite de la fragmentation. En effet, si il s'avérait que la fragmentation était moins dure au LHC qu'attendue, la production de particules de grande impulsion issue de la fragmentation des partons pourrait être surestimée par les calculs. Néanmoins, concernant la mesure des photons prompts isolés, cette possible surestimation ne pourrait expliquer qu'une partie de la différence entre nos premiers points expérimentaux et la prédiction (au vu de la contribution modérée des photons de fragmentation).

Ces deux résultats semblent plaider pour une remise en cause des prédictions mais il faut aussi se demander si cette autre mesure, bien que réalisée avec le CTS d'ALICE¹, ne posséderait pas un biais commun avec la nôtre qui expliquerait ces écarts à la théorie. Dans tous les cas, il sera très intéressant de réussir à diminuer nos incertitudes expérimentales afin d'une part,

1. cette mesure des π^0 est basée sur celle de ces photons de décroissance qui ont converti en une paire d'électrons : $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$

de pouvoir conclure définitivement sur la compatibilité des résultats avec la pQCD et d'autre part pour, peut-être, contribuer à contraindre les fonctions de distributions partoniques.

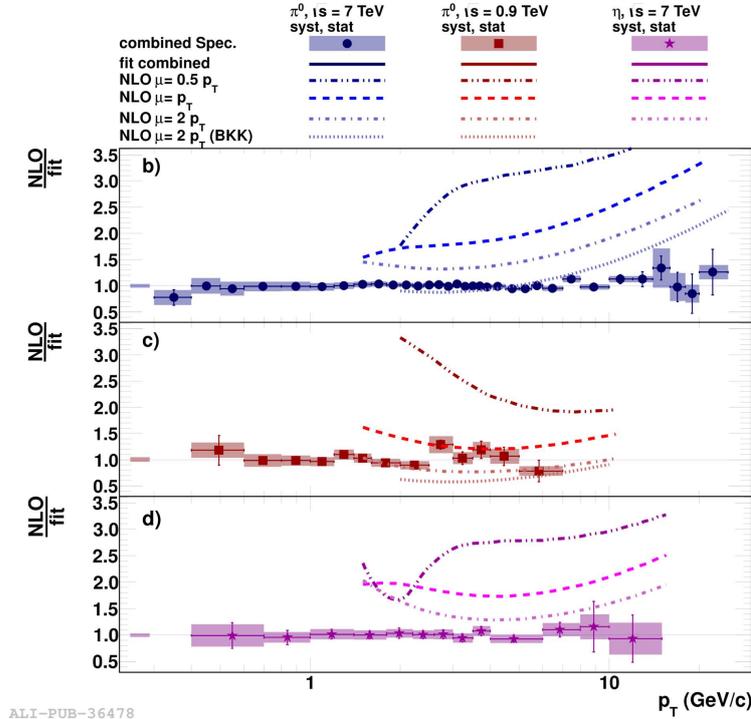


FIG. 9.3– Rapports entre les sections efficaces de π^0 et de η mesurées par ALICE et les prédictions de la pQCD dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 900$ GeV (uniquement π^0) et à $\sqrt{s} = 7$ TeV (figure extraite de [135])

9.2 Comparaison avec les résultats d'ATLAS et de CMS

En préambule à la comparaison avec les résultats obtenus par ATLAS et CMS, il faut rappeler les très grandes différences qui existent entre ces deux expériences et ALICE. Tout d'abord celles-ci peuvent supporter des luminosités beaucoup plus importantes qu'ALICE faisant qu'elles ont récolté beaucoup plus de données lors de cette première phase de prise de données au LHC (voir page 32). Du reste, leur calorimètre électromagnétique possède une acceptation complète en azimut et ont une acceptation en η beaucoup plus étendue. Cet avantage en acceptation s'accroît encore plus lorsque l'on considère la mesure de photons isolés. En effet, afin d'appliquer notre critère d'isolement nous avons été contraint d'exclure les bords du calorimètre ce qui engendre une perte d'acceptation de respectivement 70% pour la mesure avec $R = 0,3$ et 80% pour celle utilisant $R = 0,4$. Au vu de ces très grandes différences il n'est pas surprenant que les incertitudes associées à leur mesure soient bien inférieures aux nôtres.

La FIG. 9.4 montre les mesures similaires à la nôtre réalisées par les collaborations ATLAS et CMS. Les critères d'isolement sont légèrement différents ainsi que le domaine en rapidité ce qui rend difficile la comparaison entre chaque expérience. Néanmoins, au vu des grandes similitudes qui existent entre ces mesures, on s'attend à ce que leur comparaison avec la théorie donne un niveau de concordance proche. Tout d'abord, nous voyons qu'une tendance

semble se dessiner dans tous ces résultats, les valeurs expérimentales sont plutôt en-dessous des prédictions dans le domaine $E_\gamma \lesssim 50$ GeV (du moins si l'on se réfère à la valeur centrale des prédictions). Notons que cet effet est plus prononcé pour nos mesures et notamment sur les deux premiers points qui sondent des énergies inédites.

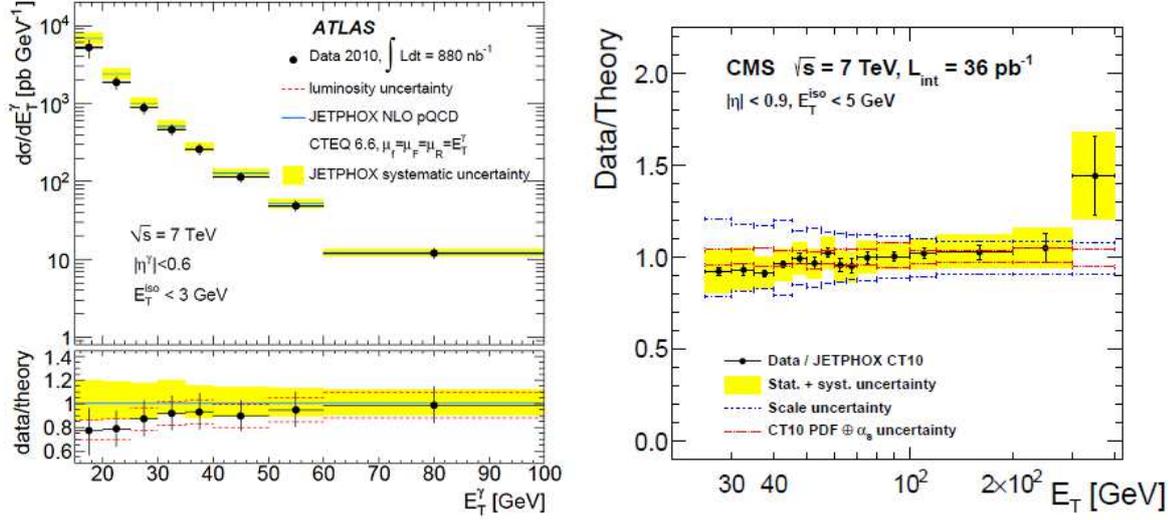


FIG. 9.4– Comparaisons avec les prédictions théoriques des mesures de sections efficaces de photons prompts isolés en collisions p-p à mi-rapacité réalisées par les collaboration ATLAS (à gauche) et CMS (à droite), figures extraites de [40] et de [39]. Il faut ajouter 4% d'erreur sur les points expérimentaux de CMS liées à l'incertitude sur la luminosité.

Pour pousser un peu plus loin la comparaison, considérons les deux mesures les plus proches à savoir celle réalisée avec $R = 0,4$ (FIG. 9.2 à droite) et la mesure d'ATLAS (FIG. 9.4 à gauche). Dans l'intervalle 15 – 40 GeV, les valeurs qui ont été obtenues se situent en moyenne 20% sous la valeur centrale des prédictions de la pQCD contre en moyenne 15% en dessous pour ATLAS. Ainsi, ces deux résultats concordent et semblent confirmer une tendance qu'ont les prédictions à légèrement surestimer la production de photons prompts isolés dans cette région. Malgré tout, si l'on considère l'ensemble des résultats provenant de ces 3 expériences, ils sont globalement en bon accord avec les prédictions de la pQCD (en considérant l'ensemble des erreurs expérimentales et théoriques). Enfin, notons que les mesures de photons isolés réalisées par les collaborations DØ [77] et CDF [79] qui se placent dans un contexte légèrement différent (collisions p- \bar{p} à $\sqrt{s} = 1,96$ TeV), semblent quant à elles indiquer une sous-estimation des prédictions dans la région 23 – 40 GeV.

9.3 Bilan et perspectives

Ce travail de thèse nous a permis d'établir la première section efficace de production de photons prompts isolés en collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec le détecteur ALICE. Nous avons aussi comparé ces résultats aux prédictions théoriques ce qui nous a permis de pointer une zone intéressante où l'accord avec les points expérimentaux ne semble pas évident. Cette zone à basse énergie correspond par ailleurs à une zone jusque-là restée inexploree par les autres expériences du LHC. Néanmoins il est clair que sans une diminution des incertitudes associée à notre mesure, il ne sera pas possible de formuler des conclusions définitives sur nos résultats. Ces

résultats ne sont pas non plus suffisamment précis pour pouvoir espérer contraindre les PDF du proton. Ainsi la réduction des incertitudes est un enjeu important. A cet effet, nous avons au chapitre précédent listé un certain nombre d'améliorations qui permettraient de diminuer ces incertitudes qui passent notamment par l'exploitation de nouvelles simulations (cf. page 134). Par ailleurs si l'on souhaite se concentrer particulièrement sur la zone à basse énergie, une autre amélioration possible serait d'introduire une coupure en masse invariante sur les paires d'agrégats dans l'intervalle correspondant à la masse du π^0 . Cela aurait pour conséquences d'augmenter la complexité de l'analyse, mais cela devrait aussi légèrement augmenter le rapport signal sur bruit. Une autre piste serait d'abaisser le seuil du critère d'isolement pour ces premiers intervalles toujours en vue d'améliorer la pureté de notre échantillon de photons candidats car nous avons montré, au chapitre précédent, qu'une pureté plus grande entraîne mécaniquement une diminution des incertitudes (du moins avec la méthode d'extraction du signal que nous avons utilisé).

Les résultats présentés dans cette thèse ne sont que les premiers concernant la mesure des photons prompts isolés avec le détecteur ALICE. Des mesures similaires devraient être réalisables dans les collisions p-Pb et Pb-Pb avec pour difficulté supplémentaire la présence d'un bruit de fond plus complexe (effets collectifs) mais aussi avec l'avantage d'un bruit de fond provenant des photons de décroissance moins important. C'est aussi la mesure d'un photon isolé en corrélation avec un jet à l'azimut opposé qui est d'un grand intérêt (cf. page 13), notamment dans les collisions Pb-Pb pour étudier la modification de la fragmentation liée à la présence, dans les tous premiers instants de la collision, d'un milieu s'apparentant à un plasma de quarks et de gluons. Ces futures mesures bénéficieront, entre autres, de l'apport du nouveau calorimètre DCAL (situé aussi à mi-rapidité mais opposé en ϕ , cf. page 39) dont les premiers supermodules viennent juste d'être installés et qui permettra d'augmenter un peu plus l'acceptance dédiée à la mesure des jets.

Malgré les limites des résultats présentés dans cette thèse, notamment au niveau de leur précision, les méthodes développées ayant permis ces mesures peuvent très bien être reprises pour les futures mesures de photons prompts isolés dans ALICE. Ces mesures présentés sont aussi un premier pas vers la détermination de rapports combinant plusieurs mesures tels les facteurs de modification nucléaire de photons prompts isolés (R_{AA} et R_{pA}) ou encore la mesure du rapport γ/π^0 . Ces rapports ont notamment l'avantage d'annuler certaines sources d'erreurs systématiques comme par exemple celles liées à la normalisation. Toutes ces mesures devraient venir étayer et compléter les comparaisons entre la production de particules en p-p, en p-Pb et en Pb-Pb. Le tout participera ainsi à la compréhension des effets liés à la présence de matière nucléaire froide ou chaude (QGP) comme la modification des fonctions de fragmentations et des fonctions de distributions partoniques, ce qui ouvre notamment la voie à une caractérisation précise du milieu créé lors des collisions Pb-Pb.

Cet ultime chapitre a été l'objet d'une comparaison entre les mesures de photons prompts isolés réalisées dans le cadre de ce travail de thèse et les prédictions théoriques de la pQCD. Pour établir ces comparaisons nous avons utilisé JETPHOX dont les résultats ont été corrigés des effets de l'UE et de l'hadronisation grâce à Pythia. Les points expérimentaux sont généralement en dessous des prédictions théoriques mais restent compatibles si l'on considère l'ensemble des incertitudes. Néanmoins, les deux premiers points qui correspondent aussi à la gamme en énergie jusque-là inexplorée pour un telle mesure au LHC, sont assez éloignés des prédictions. Ce constat laisse peut-être entrevoir une surestimation de la production des pho-

tons de fragmentation même si seule la diminution des incertitudes pourraient nous permettre de conclure définitivement. Ensuite, nous avons comparé ces résultats avec ceux obtenus par les collaborations ATLAS et CMS. Les trois mesures sont légèrement sous les valeurs centrales de la pQCD (en dessous de 50 GeV) mais restent tout à fait compatibles avec la théorie. Enfin, nous avons tiré un bilan des mesures effectuées, énoncées quelques pistes d'améliorations et ouvert sur les perspectives qu'elles offraient.

Conclusion

Ce travail de thèse a permis d'établir les premières mesures de sections efficaces de photons prompts isolés produits dans les collisions p-p avec le détecteur ALICE. Les intérêts de ces mesures qui s'apparentent à celles de mesures de photons directs, ont été mis en avant dans le premier chapitre. Nous avons expliqué qu'une telle mesure pouvait apporter un test fort à la pQCD notamment parce que la fragmentation partonique (décrite par les fonctions de fragmentation) joue un rôle mineur dans la production de photons isolés rendant les calculs théoriques précis. Nous avons aussi souligné que, dans une démarche inverse, la mesure précise des photons prompts isolés doit permettre de contraindre les fonctions de distributions partoniques régissant la structure du proton. Dans ce premier chapitre, nous avons aussi souligné l'intérêt de la mesure des photons isolés en corrélation avec un jet (mesuré à l'azimut opposé). L'énergie du photon permet en effet, en première approximation, de remonter à l'énergie initiale du parton ayant fragmenté. Cette référence que constitue le photon, devient d'autant plus précieuse lors des collisions Pb-Pb pour quantifier le phénomène d'atténuation des jets. Le chapitre 2 a été l'occasion de dresser un historique des précédentes mesures de photons prompts en collisions p-p et p- \bar{p} . Cela nous a amené à nous intéresser particulièrement aux conséquences, sur la production de photons, de la montée en énergie des accélérateurs. A ce titre, nous avons souligné l'intérêt de l'utilisation d'un critère d'isolement pour réduire la contamination des photons de décroissance mais aussi pour réduire la contribution des photons de fragmentation. Une revue des différentes familles de critères d'isolement et la façon dont l'isolement des photons peut s'inscrire dans le cadre de la pQCD ont aussi été présentées.

Le chapitre 3 a permis de décrire le LHC et ses expériences en mettant un accent particulier sur ALICE qui est l'expérience dans laquelle s'inscrit ce travail de thèse. Quelques-uns des premiers résultats issus de la première phase de prise de données ont aussi été mis en avant dont la découverte du fameux boson de Higgs-Englert-Brout par les expériences ATLAS et CMS. Le chapitre 4 a quant à lui été dédié au calorimètre électromagnétique EMCal qui constitue l'instrument principal de la mesure des photons isolés présentée dans cette thèse. Ses caractéristiques, ses procédures de calibrage mais aussi ses performances ont été mises en avant. L'implication du laboratoire SUBATECH pour la conception, la réalisation et l'insertion de ce calorimètre a aussi été souligné.

L'acquisition, la reconstruction des données mais aussi les procédures visant à garantir leur qualité ont été décrites au chapitre 5. La polyvalence du système d'acquisition d'ALICE qui permet aussi bien l'enregistrement de collisions p-p que de collisions Pb-Pb a notamment été mise en avant. Ce chapitre a aussi été l'occasion de souligner l'importance du déclencheur d'EMCal pour la mesure des particules de grandes impulsions et des jets dans ALICE. Un accent particulier a été mis sur l'assurance qualité des données de EMCal dont j'ai été co-

responsable en 2011 et 2012. Un des fruits de ce travail a été la conception d'un programme permettant une identification des canaux défectueux du calorimètre. Finalement, différentes sélections qualitatives ainsi que la présence du déclencheur d'EMCal ont permis de préciser le set de données à analyser.

Afin, de réaliser la mesure de la production des photons prompts isolés en collisions p-p, plusieurs études ont été menées avec les données réelles et simulées. Leur finalité étant de déterminer les coupures et les critères d'isolement permettant de réduire au maximum le bruit de fond tout en préservant le signal. Ce travail, présenté au chapitre 6, a notamment mis en valeur l'intérêt de l'utilisation d'une coupure sur la forme du dépôt d'énergie dans le calorimètre permettant de rejeter une partie importante des photons de décroissance. L'intérêt d'un critère d'isolement utilisant $R = 0,3$ a aussi été souligné. Le chapitre 7 a lui été dévolu à la correction des spectres bruts et à l'établissement des sections efficaces. Pour cela nous avons élaboré une méthode d'estimation de la pureté uniquement basée sur les données réelles qui s'approche de celle utilisée par ATLAS. Les efficacités ont été quant à elles extraites en utilisant des simulations basées sur Geant 3 et Pythia. Un facteur permettant de corriger de la perte des photons causée par un dysfonctionnement du système de déclenchement a aussi été introduit. Enfin, pour établir les sections efficaces nous avons étudié et appliqué des méthodes nous donnant accès à la luminosité intégrée analysée ainsi qu'à l'efficacité du déclencheur sans faire appel à des simulations.

Les mesures de photon isolés qui ont été réalisées sont complémentaires avec celles d'ATLAS et CMS en couvrant notamment des énergies plus basses (la région 10-15 GeV n'avait jusqu'alors pas été explorée). Le chapitre 8 a donné lieu à l'estimation des différentes incertitudes statistiques et systématiques associées à ces résultats. Il a notamment été mis en avant l'importance de la pureté et de sa méthode d'estimation dans l'amplitude des erreurs statistiques. Nous avons aussi évoqué les améliorations que devraient apporter de nouvelles simulations (venant tout juste d'être produites), elles doivent contribuer à améliorer la détermination des erreurs systématiques mais elles devraient aussi permettre de les réduire.

Enfin, le chapitre 9 a permis de comparer ces résultats expérimentaux aux prédictions théoriques de la pQCD. Celles-ci sont basées sur les résultats du programme JETPHOX corrigés des effets de l'hadronisation et de l'évènement sous-jacent par un facteur extrait avec le générateur Pythia. Au final, les mesures réalisées tendent à se situer légèrement en dessous des prédictions mais restent globalement compatibles avec elles. Les mesures similaires réalisées par ATLAS et CMS tendent aussi à être très légèrement sous les valeurs théoriques. Néanmoins, une discordance plus importante qui nécessitera de plus amples vérifications (et une réduction des incertitudes) semble apparaître aux énergies les plus basses (celles non sondées par ATLAS et CMS). Une hypothèse avancée à cette discordance serait une description imparfaite de la fragmentation car c'est à basse énergie que celle-ci contribue le plus à la production de photons isolés. Au cours de ce dernier chapitre, quelques pistes d'améliorations de nos mesures ont aussi été évoquées en vue notamment de réduire leurs incertitudes notamment dans la région de basse énergie.

L'exploitation de ces résultats a aussi été mise en avant dans ce chapitre 9, nous avons en particulier souligné la possibilité de déterminer des rapports combinant cette mesure avec d'autres : rapport γ/π^0 , facteurs de modification nucléaire R_{AA} et R_{pA} . La détermination de ces derniers facteurs nécessitera d'effectuer des mesures similaires en collisions p-Pb et Pb-Pb.

Ces mesures en cours doivent notamment faire face à un bruit de fond plus complexe (effets collectifs) mais profitent d'un rapport γ/π^0 plus favorable. L'avenir de la mesure des photons isolés dans ALICE, c'est aussi leur mesure en corrélation avec un jet. Des analyses en cours aujourd'hui essayent de réaliser une telle mesure qui est très complexe et nécessite l'analyse d'une quantité importante de données notamment car le jet associé au photon est souvent émis à une pseudorapidité inaccessible à ALICE. A l'avenir, l'apport du nouveau calorimètre DCAL (qui devrait être opérationnel dès la prochaine campagne de prise de données en 2015) et aussi les améliorations d'ALICE visant à augmenter la luminosité qu'elle peut recueillir (à partir de 2019), devraient faciliter la réalisation d'une telle mesure dans les collisions p-p mais aussi dans les collisions p-Pb² et Pb-Pb. Les enjeux de ces mesures sont notamment de quantifier les effets liés à la présence de matière nucléaire froide et chaude, afin de déterminer précisément les caractéristiques du plasma de quarks et de gluons qui semble être créé lors des collisions Pb-Pb au LHC. La mesure des photons isolés aux futures énergies ($\sqrt{s} = 14$ TeV en p-p et $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV en Pb-Pb) devraient aussi nous permettre de tester les prédictions de la pQCD dans un tout nouveau domaine.

2. La prise de nouvelles données p-Pb n'a pas encore été décidée



Histogrammes de contrôle pour EMCAL

Nous regroupons dans cette annexe, les histogrammes de contrôle permettant d'évaluer la qualité des prises de données avec EMCAL. Les étapes et les principes de ce contrôle qualité sont détaillés partie 5.3.2 (page 66).

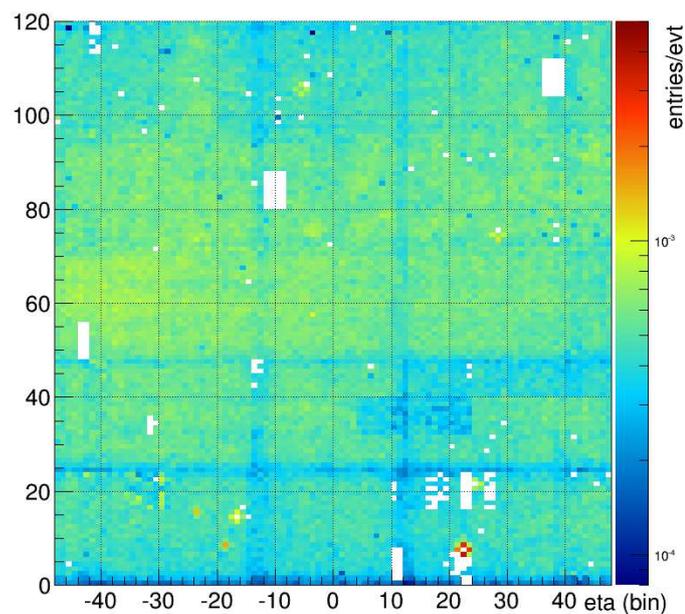


FIG. A.1– Distribution en η et ϕ du nombre d'agrégats par évènement.

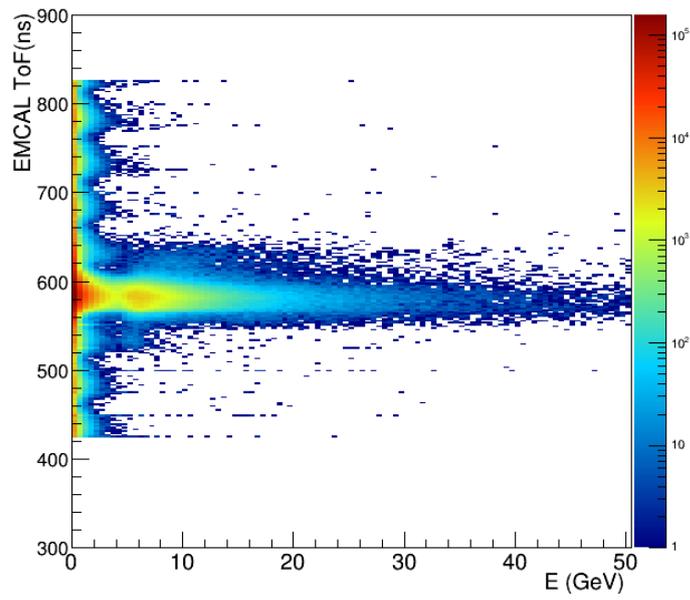


FIG. A.2– Distribution du temps enregistrés en fonction de l'énergie (cellules).

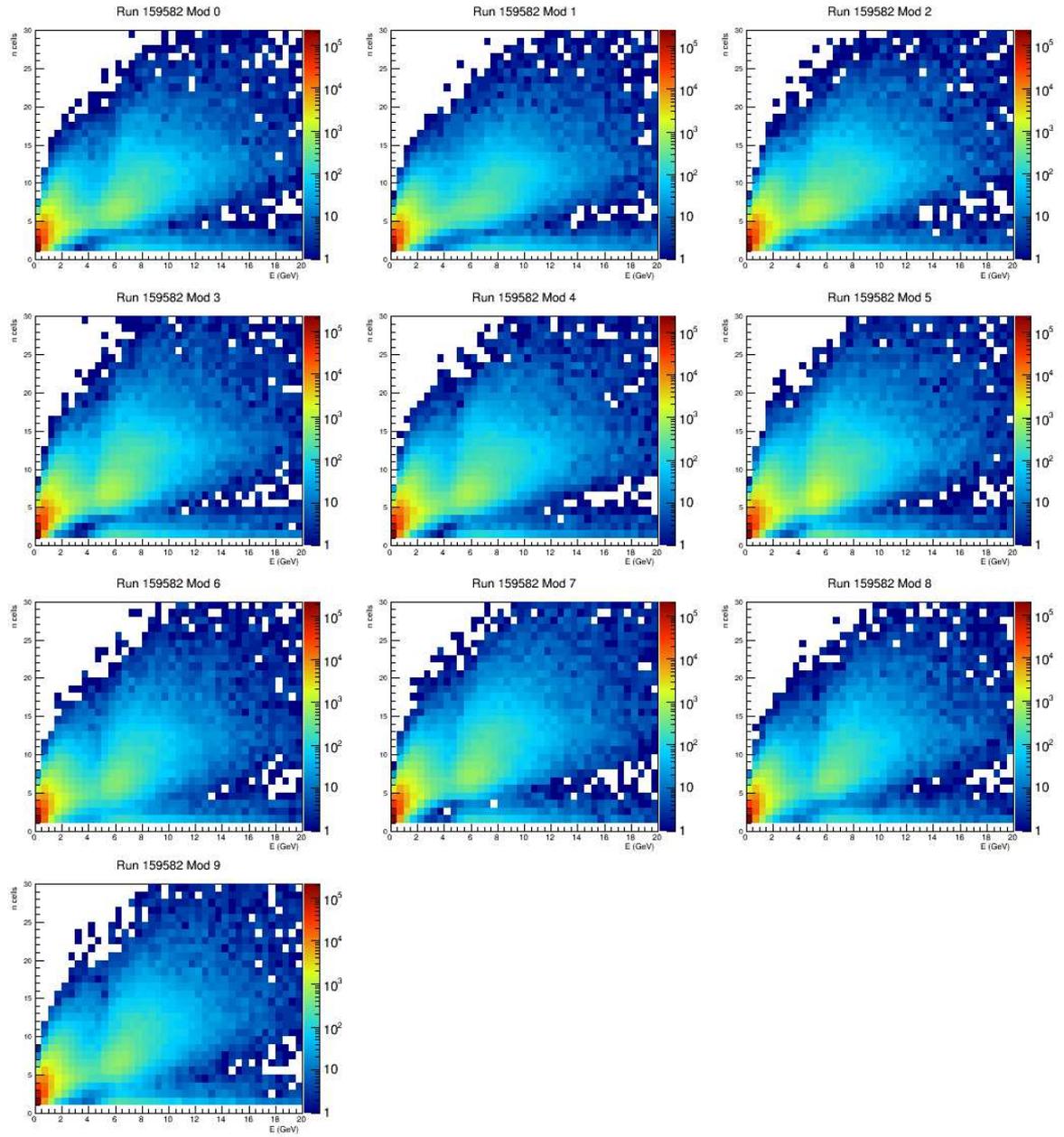


FIG. A.3– Corrélation entre le nombre des agrégats et leur énergie dans chacun des supermodules.

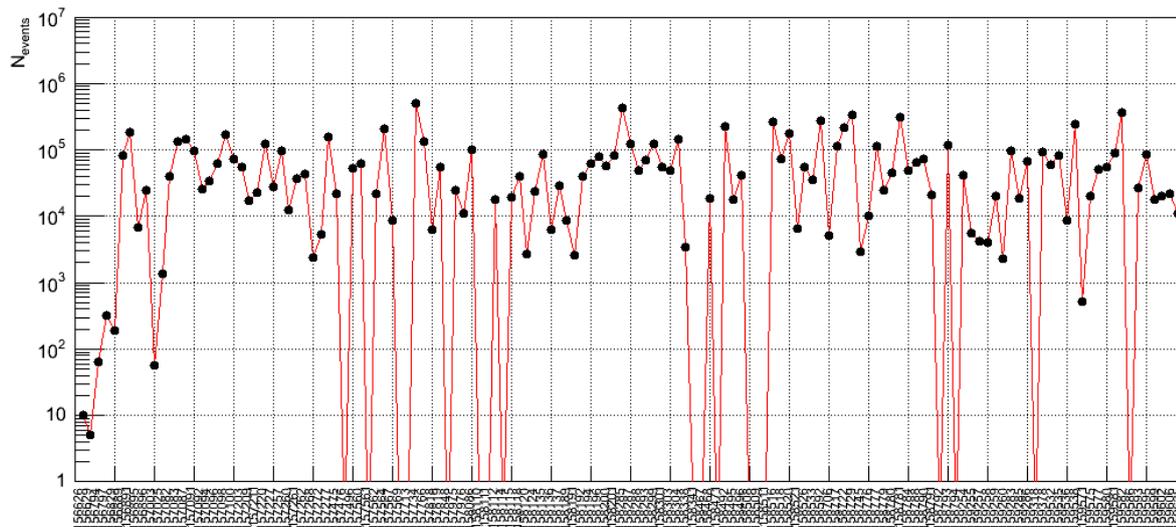


FIG. A.4– Nombre d'évènements (déclenché par le L0 d'EMCAL) pour les séquences de données de la période LHC11d.

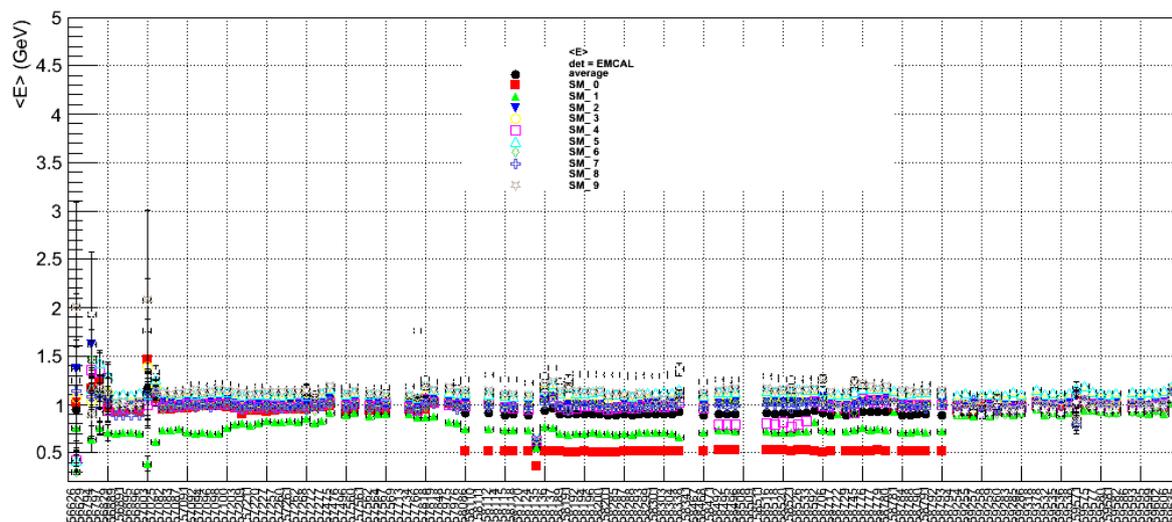


FIG. A.5– Evolution de l'énergie moyenne des agrégats au cours de la période LHC11d.

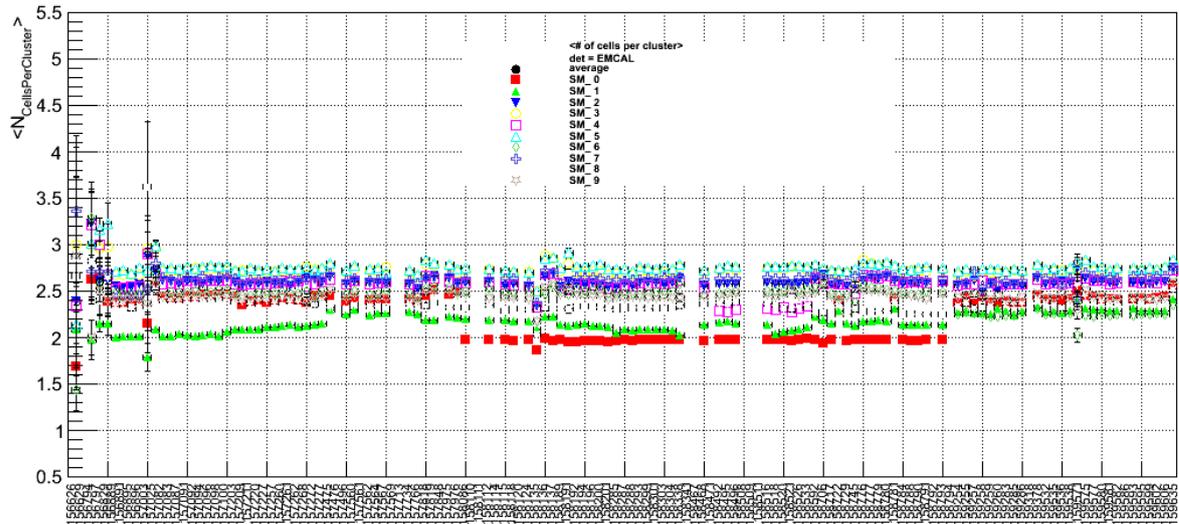


FIG. A.6– Evolution du nombre moyen de cellules par agrégat au cours de la période LHC11d.

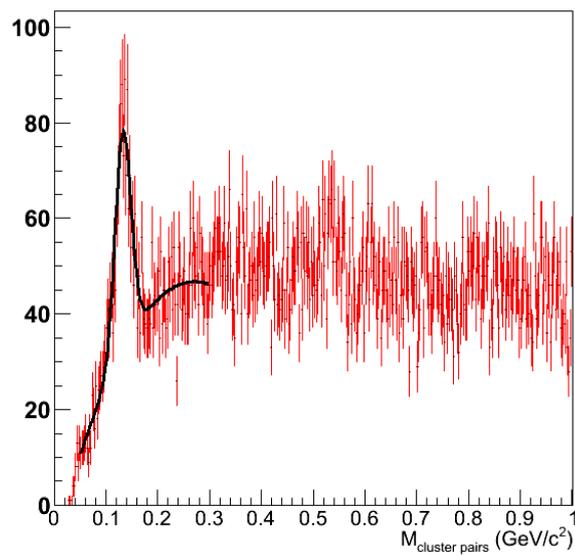


FIG. A.7– Illustration de la méthode d'extraction du nombre de π^0 pour une séquence.

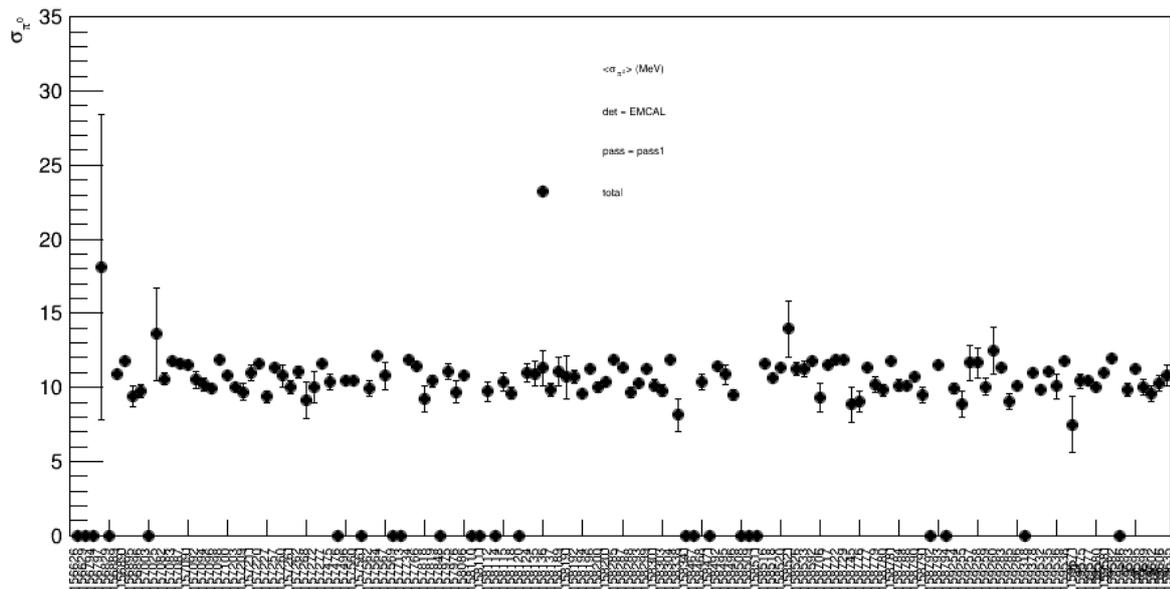


FIG. A.8– Evolution de la largeur du pic en masse invariante du π^0 au cours de la période LHC11d.

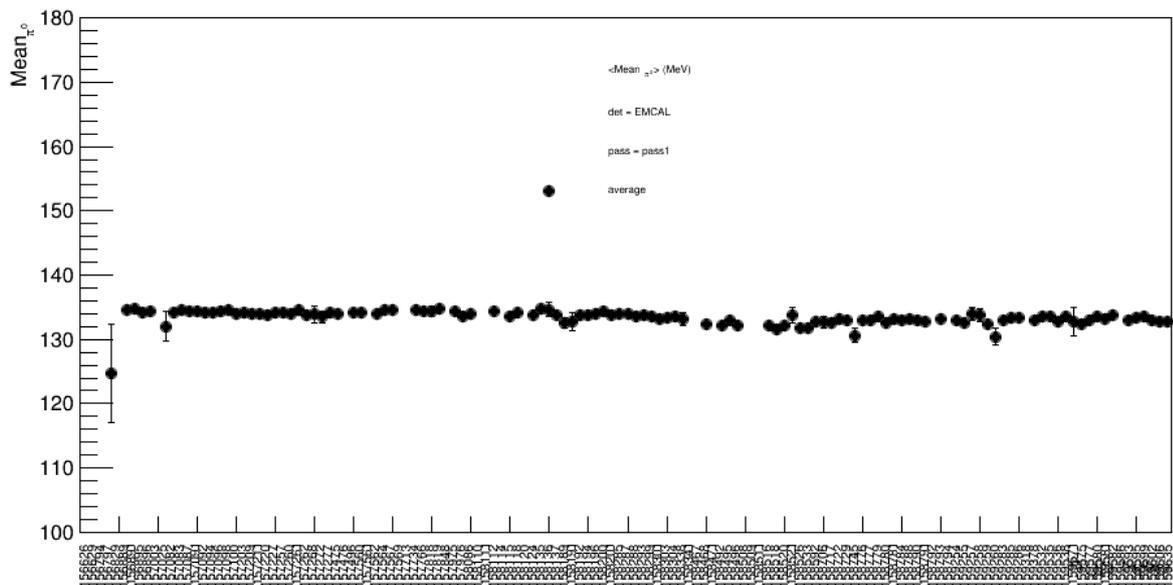


FIG. A.9– Evolution de la position du pic en masse invariante du π^0 au cours de la période LHC11d.

Bibliographie

- [1] Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) : <http://www.slac.stanford.edu>.
- [2] Richard P. FEYNMAN : Very high-energy collisions of hadrons. *Phys.Rev.Lett.*, 23:1415–1417, 1969.
- [3] J.E. AUGUSTIN *et al.* : Discovery of a Narrow Resonance in $e^+ e^-$ Annihilation. *Phys.Rev.Lett.*, 33:1406–1408, 1974.
- [4] D.J. GROSS et Frank WILCZEK : Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Phys.Rev.Lett.*, 30:1343–1346, 1973.
- [5] R. ANSARI *et al.* : Measurement of the Standard Model Parameters from a Study of W and Z Bosons. *Phys.Lett.*, B186:440–451, 1987.
- [6] Georges AAD *et al.* : A Particle Consistent with the Higgs Boson Observed with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider. *Science*, 338:1576–1582, 2012.
- [7] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [8] K. AAMODT *et al.* : Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B696:30–39, 2011.
- [9] K AAMODT *et al.* : Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 105:252302, 2010.
- [10] K. AAMODT *et al.* : Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B696:328–337, 2011.
- [11] Particle Data Group, site web : <http://pdg.lbl.gov/>.
- [12] G. ANTCHEV, P. ASPELL, I. ATANASSOV, V. AVATI, J. BAECHLER *et al.* : First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Europhys.Lett.*, 96:21002, 2011.
- [13] John M. CAMPBELL, J.W. HUSTON et W.J. STIRLING : Hard Interactions of Quarks and Gluons : A Primer for LHC Physics. *Rept.Prog.Phys.*, 70:89, 2007.
- [14] Francois ARLEO, Stanley J. BRODSKY, Dae Sung HWANG et Anne M. SICKLES : Higher-twist contributions to large $p(T)$ hadron production in hadronic collisions. 2010.
- [15] D. AMATI, R. PETRONZIO et G. VENEZIANO : Relating Hard QCD Processes Through Universality of Mass Singularities. *Nucl.Phys.*, B140:54, 1978.
- [16] D. AMATI, R. PETRONZIO et G. VENEZIANO : Relating Hard QCD Processes Through Universality of Mass Singularities. 2. *Nucl.Phys.*, B146:29–49, 1978.
- [17] R. Keith ELLIS, Howard GEORGI, Marie MACHACEK, H. David POLITZER et Graham G. ROSS : Perturbation Theory and the Parton Model in QCD. *Nucl.Phys.*, B152:285, 1979.

- [18] Yuri L. DOKSHITZER : Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov.Phys.JETP*, 46:641–653, 1977.
- [19] V.N. GRIBOV et L.N. LIPATOV : Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 15:438–450, 1972.
- [20] Guido ALTARELLI et G. PARISI : Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl.Phys.*, B126:298, 1977.
- [21] Edward V. SHURYAK : Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions. *Phys.Lett.*, B78:150, 1978.
- [22] A. ADARE *et al.* : Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and implications for the initial temperature. *Phys.Rev.Lett.*, 104:132301, 2010.
- [23] Martin WILDE : Measurement of Direct Photons in pp and Pb-Pb Collisions with ALICE. *Nucl.Phys.A904-905*, 2013:573c–576c, 2013.
- [24] L. BOURHIS, M. FONTANNAZ, J.P. GUILLET et M. WERLEN : Next-to-leading order determination of fragmentation functions. *Eur.Phys.J.*, C19:89–98, 2001.
- [25] D. BUSKULIC *et al.* : First measurement of the quark to photon fragmentation function. *Z.Phys.*, C69:365–378, 1996.
- [26] K. ACKERSTAFF *et al.* : Measurement of the quark to photon fragmentation function through the inclusive production of prompt photons in hadronic Z0 decays. *Eur.Phys.J.*, C2:39–48, 1998.
- [27] L. BOURHIS, M. FONTANNAZ et J.P. GUILLET : Quarks and gluon fragmentation functions into photons. *Eur.Phys.J.*, C2:529–537, 1998.
- [28] S. CATANI, M. FONTANNAZ, J.P. GUILLET et E. PILON : Cross-section of isolated prompt photons in hadron hadron collisions. *JHEP*, 0205:028, 2002.
- [29] David D’ENTERRIA et Juan ROJO : Quantitative constraints on the gluon distribution function in the proton from collider isolated-photon data. *Nucl.Phys.*, B860:311–338, 2012.
- [30] G. BALLOCCHI *et al.* : Determination of α_s and the gluon distribution using direct photon production in anti-p p and p p collisions. *Phys.Lett.*, B317:250–256, 1993.
- [31] M. KLEIN et R. YOSHIDA : Collider Physics at HERA. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 61:343–393, 2008.
- [32] V. GUZEY et M. ZHALOV : Exclusive J/ψ production in ultraperipheral collisions at the LHC : constrains on the gluon distributions in the proton and nuclei. 2013.
- [33] Hannu PAUKKUNEN et Carlos A. SALGADO : Constraints for the nuclear parton distributions from Z and W production at the LHC. *JHEP*, 1103:071, 2011.
- [34] M.R. WHALLEY, D. BOURILKOV et R.C. GROUP : The Les Houches accord PDFs (LHAPDF) and LHAGLUE. 2005.
- [35] LHAPDF, site web : <https://lhapdf.hepforge.org>.
- [36] F CARMINATI *et al.* : ALICE : Physics performance report, volume I. *J.Phys.*, G30:1517–1763, 2004.
- [37] G. AAD *et al.* : Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys.Rev.*, D83:052005, 2011.
- [38] Vardan KHACHATRYAN *et al.* : Measurement of the Isolated Prompt Photon Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 106:082001, 2011.

- [39] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Measurement of the Differential Cross Section for Isolated Prompt Photon Production in pp Collisions at 7 TeV. *Phys.Rev.*, D84:052011, 2011.
- [40] Georges AAD *et al.* : Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using 35 pb⁻¹ of ATLAS data. *Phys.Lett.*, B706:150–167, 2011.
- [41] V.M. ABAZOV *et al.* : Measurement of the differential cross-section for the production of an isolated photon with associated jet in *p \bar{p}* collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV. *Phys.Lett.*, B666:435–445, 2008.
- [42] Georges AAD *et al.* : Dynamics of isolated-photon plus jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Nucl.Phys.*, B875:483–535, 2013.
- [43] Alexis MAS et la collaboration ALICE : Direct photon measurements in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE. *J.Phys.Conf.Ser.*, 446:012045, 2013.
- [44] Frithjof KARSCH : Lattice QCD at high temperature and the QGP. *AIP Conf.Proc.*, 842:20–28, 2006.
- [45] I. ARSENE *et al.* : Quark–gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. *Nuclear Physics A*, 757(1–2):1 – 27, 2005. First Three Years of Operation of RHIC.
- [46] K. ADCOX *et al.* : Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nuclear Physics A*, 757(1–2):184 – 283, 2005. First Three Years of Operation of RHIC.
- [47] B.B. BACK *et al.* : The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nuclear Physics A*, 757(1–2):28 – 101, 2005. First Three Years of Operation of RHIC.
- [48] J. ADAMS *et al.* : Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma : The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nuclear Physics A*, 757(1–2):102 – 183, 2005. First Three Years of Operation of RHIC.
- [49] K. ADCOX *et al.* : Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 88:022301, 2002.
- [50] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Phys.Rev.*, C84:024906, 2011.
- [51] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Studies of jet quenching using isolated-photon+jet correlations in PbPb and *pp* collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B718:773–794, 2013.
- [52] Xin-Nian WANG, Zheng HUANG et Ina SARCEVIC : Jet quenching in the opposite direction of a tagged photon in high-energy heavy ion collisions. *Phys.Rev.Lett.*, 77:231–234, 1996.
- [53] A. ADIL, M. GYULASSY, W.A. HOROWITZ et S. WICKS : Collisional Energy Loss of Non Asymptotic Jets in a QGP. *Phys.Rev.*, C75:044906, 2007.
- [54] Stephane PEIGNE, Pol-Bernard GOSSIAUX et Thierry GOUSSET : Retardation effect for collisional energy loss of hard partons produced in a QGP. *JHEP*, 0604:011, 2006.
- [55] Paul ROMATSCHKE et Ulrike ROMATSCHKE : Viscosity Information from Relativistic Nuclear Collisions : How Perfect is the Fluid Observed at RHIC? *Phys.Rev.Lett.*, 99: 172301, 2007.
- [56] Boris A. GELMAN, Edward V. SHURYAK et Ismail ZAHED : Classical Strongly Coupled QGP II : Screening and Equation of State. *Phys.Rev.*, C74:044909, 2006.

- [57] P. DARRIULAT, P. DITTMANN, K. EGGERT, M. HOLDER, K.T. McDONALD *et al.* : Large Transverse Momentum Photons from High-Energy Proton Proton Collisions. *Nucl.Phys.*, B110:365, 1976.
- [58] A.L.S. ANGELIS *et al.* : Search for Direct Single Photon Production at Large p(T) in Proton Proton Collisions at $s^{*(1/2)} = 62.4$ -GeV. *Phys.Lett.*, B94:106, 1980.
- [59] E. ANASSONTZIS, A. KARABARBOUNIS, C. KOURKOUHELIS, L.K. RESVANIS, R.B. PALMER *et al.* : High p(t) Direct Photon Production in p p Collisions. *Z.Phys.*, C13:277–289, 1982.
- [60] T. AKESSON *et al.* : A comparison of direct photon, pi0, and eta production in p anti-p and pp interactions at the CERN ISR. *Phys.Lett.*, B158:282–288, 1985.
- [61] C. DE MARZO *et al.* : A measurement of direct photon production at large transverse momentum in pi- p, pi+ p and p p collisions at 300-GeV/c. *Phys.Rev.*, D36:8, 1987.
- [62] M. BONESINI *et al.* : Production of High Transverse Momentum Prompt Photons and Neutral Pions in Proton Proton Interactions at 280-GeV/c. *Z.Phys.*, C38:371, 1988.
- [63] C. ALBAJAR *et al.* : Direct Photon Production at the CERN Proton - anti-Proton Collider. *Phys.Lett.*, B209:385–396, 1988.
- [64] R. ANSARI *et al.* : Direct photon production in anti-p p collisions at $s^{*(1/2)} = 630$ -GeV. *Z.Phys.*, C41:395, 1988.
- [65] A.L.S. ANGELIS *et al.* : direct photon production at the CERN ISR. *Nucl.Phys.*, B327:541, 1989.
- [66] J. ALITTI *et al.* : A Measurement of the direct photon production cross-section at the CERN anti-p p collider. *Phys.Lett.*, B263:544–550, 1991.
- [67] G. SOZZI *et al.* : Direct photon production in $\bar{p}p$ and pp interactions at $\sqrt{s} = 24.3$ -GeV. *Phys.Lett.*, B317:243–249, 1993.
- [68] F. ABE *et al.* : A Precision measurement of the prompt photon cross-section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 73:2662–2666, 1994.
- [69] S. ABACHI *et al.* : Isolated photon cross-section in the central and forward rapidity regions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 77:5011–5015, 1996.
- [70] G. BALLOCCI *et al.* : Direct photon cross-sections in proton proton and anti-proton - proton interactions at $S^{*(1/2)} = 24.3$ -GeV. *Phys.Lett.*, B436:222–230, 1998.
- [71] B. ABBOTT *et al.* : The isolated photon cross-section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 84:2786–2791, 2000.
- [72] V.M. ABAZOV *et al.* : The ratio of the isolated photon cross sections at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 87:251805, 2001.
- [73] D. ACOSTA *et al.* : Comparison of the isolated direct photon cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ -TeV and $\sqrt{s} = 0.63$ -TeV. *Phys.Rev.*, D65:112003, 2002.
- [74] L. APANASEVICH *et al.* : Measurement of direct photon production at Tevatron fixed target energies. *Phys.Rev.*, D70:092009, 2004.
- [75] D. ACOSTA *et al.* : Direct photon cross section with conversions at CDF. *Phys.Rev.*, D70:074008, 2004.
- [76] S.S. ADLER *et al.* : Mid-rapidity direct-photon production in p^+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.*, D71:071102, 2005.
- [77] V.M. ABAZOV *et al.* : Measurement of the isolated photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV. *Phys.Lett.*, B639:151–158, 2006.

- [78] S.S. ADLER *et al.* : Measurement of direct photon production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 98:012002, 2007.
- [79] T. AALTONEN *et al.* : Measurement of the Inclusive Isolated Prompt Photon Cross Section in p anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV using the CDF Detector. *Phys.Rev.*, D80:111106, 2009.
- [80] A. ADARE *et al.* : Direct-Photon Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV at Midrapidity. *Phys.Rev.*, D86:072008, 2012.
- [81] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B710:256–277, 2012.
- [82] P. AURENCHÉ, M. FONTANNAZ, J. Ph. GUILLET, Bernd A. KNIEHL, E. PILON *et al.* : A Critical phenomenological study of inclusive photon production in hadronic collisions. *Eur.Phys.J.*, C9:107–119, 1999.
- [83] P. AURENCHÉ, M. FONTANNAZ, J.P. GUILLET, Bernd A. KNIEHL et M. WERLEN : Large $p(T)$ inclusive π^0 cross-sections and next-to-leading-order QCD predictions. *Eur.Phys.J.*, C13:347–355, 2000.
- [84] R. ICHOU : *Etude de la production de photons isolés en collisions proton-proton avec le calorimètre EMCAL de l'expérience ALICE au LHC*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2010.
- [85] Y.L. DOKSHITZER et V.A KHOZE : *Basics of Perturbative QCD*. Editions Frontieres, 1991.
- [86] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7$ TeV and Comparison with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV. *JHEP*, 1109:109, 2011.
- [87] Georges AAD *et al.* : Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV with the ATLAS detector. *Phys.Rev.*, D83:112001, 2011.
- [88] Betty ABELEV *et al.* : Underlying Event measurements in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV with the ALICE experiment at the LHC. *JHEP*, 1207:116, 2012.
- [89] Stefano FRIXIONE : Isolated photons in perturbative QCD. *Phys.Lett.*, B429:369–374, 1998.
- [90] Patrick AURENCHÉ, Michel FONTANNAZ, Jean-Philippe GUILLET, Eric PILON et Monique WERLEN : A New critical study of photon production in hadronic collisions. *Phys.Rev.*, D73:094007, 2006.
- [91] Klaus WERNER : The hadronic interaction model EPOS. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 175-176:81–87, 2008.
- [92] Torbjorn SJOSTRAND, Stephen MRENNA et Peter Z. SKANDS : PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605:026, 2006.
- [93] M. FONTANNAZ, J.P. GUILLET et G. HEINRICH : Isolated prompt photon photoproduction at NLO. *Eur.Phys.J.*, C21:303–312, 2001.
- [94] Organisation européenne pour la Recherche nucléaire (CERN) : <http://home.web.cern.ch>.
- [95] S. SCHAEEL *et al.* : Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427:257–454, 2006.
- [96] S. SCHAEEL *et al.* : Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427:257–454, 2006.

- [97] Communiqué de presse du CERN du 4 juillet 2012 : <http://press.web.cern.ch/fr/press-releases/2012/07/les-experiences-du-cern-observent-une-particule-dont-les-caracteristiques>.
- [98] R. AAIJ *et al.* : First evidence of direct CP violation in charmless two-body decays of B_s^0 mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 108:201601, 2012.
- [99] R. RAPP et J. WAMBACH : Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy ion collisions. *Adv.Nucl.Phys.*, 25:1, 2000.
- [100] D. TEANEY, J. LAURET et Edward V. SHURYAK : Flow at the SPS and RHIC as a quark gluon plasma signature. *Phys.Rev.Lett.*, 86:4783–4786, 2001.
- [101] Johann RAFELSKI et Berndt MULLER : Strangeness Production in the Quark - Gluon Plasma. *Phys.Rev.Lett.*, 48:1066, 1982.
- [102] T. MATSUI et H. SATZ : J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys.Lett.*, B178:416, 1986.
- [103] Thomas CORMIER, Christian Wolfgang FABJAN, Lodovico RICCATI et Hans de GROOT : Alice electromagnetic calorimeter : addendum to the alice technical proposal. Rapport technique CERN-LHCC-2006-014. CERN-LHCC-96-32-ADD-3, CERN, Geneva, Mar 2006.
- [104] The Construction of the L3 Experiment. *Nucl.Instrum.Meth.*, A289:35–102, 1990.
- [105] G ALESSANDRO *et al.* : ALICE : Physics performance report, volume II. *J.Phys.*, G32:1295–2040, 2006.
- [106] B. ALESSANDRO *et al.* : A New measurement of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158-GeV per nucleon. *Eur.Phys.J.*, C39:335–345, 2005.
- [107] A. ADARE *et al.* : J/ψ Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 98:232301, 2007.
- [108] Betty ABELEV *et al.* : J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 109:072301, 2012.
- [109] P. BRAUN-MUNZINGER et J. STACHEL : (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression. *Phys.Lett.*, B490:196–202, 2000.
- [110] Robert L. THEWS, Martin SCHROEDTER et Johann RAFELSKI : Enhanced J/ψ production in deconfined quark matter. *Phys.Rev.*, C63:054905, 2001.
- [111] Betty ABELEV *et al.* : Long-range angular correlations on the near and away side in p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys.Lett.*, B719:29–41, 2013.
- [112] Serguei CHATRCHYAN *et al.* : Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC. *Phys.Lett.*, B718:795–814, 2013.
- [113] C.W. FABJAN et T. LUDLAM : Calorimetry in High-energy Physics. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 32:335–389, 1982.
- [114] T.C. AWES, F.E. OBENSHAIN, F. PLASIL, S. SAINI, S.P. SORENSEN *et al.* : A Simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters. *Nucl.Instrum.Meth.*, A311:130–138, 1992.
- [115] J.T. MITCHELL *et al.* : Event reconstruction in the PHENIX central arm spectrometers. *Nucl.Instrum.Meth.*, A482:491–512, 2002.
- [116] K. AAMODT *et al.* : The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [117] U. ABEYSEKARA *et al.* : ALICE EMCal Physics Performance Report, 2010.

- [118] B. ABELEV *et al.* : Measurement of the inclusive differential jet cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B722:262–272, 2013.
- [119] Jiri KRAL, Terry AWES, Hans MULLER, Jan RAK et Joachim SCHAMBACH : L0 trigger for the EMCAL detector of the ALICE experiment. *Nucl.Instrum.Meth.*, A693:261–267, 2012.
- [120] ALICE COLLABORATION : Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE. *The European Physical Journal C*, June 2013.
- [121] P. CORTESE *et al.* : ALICE electromagnetic calorimeter technical design report. 2008.
- [122] <http://root.cern.ch>.
- [123] Rene BRUN, Federico CARMINATI et Simone GIANI : GEANT Detector Description and Simulation Tool. 1994.
- [124] *Data analysis techniques for high-energy physics*. Press Syndicate of University of Cambridge, 2000.
- [125] A. MAIRE : *Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, 2011.
- [126] Olga. DRIGA : *Analyse des données des calorimètres d'ALICE et étude de la production des hadrons de basse impulsion dans les collisions de grande énergie*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2012.
- [127] L. GARREN, C.-J. LIN, Sergio NAVAS, P. RICHARDSON, T. SJÓSTRAND *et al.* : Monte Carlo particle numbering scheme. 2008.
- [128] Georges AAD *et al.* : Measurements of underlying-event properties using neutral and charged particles in pp collisions at 900 GeV and 7 TeV with the ATLAS detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C71:1636, 2011.
- [129] M. GAGLIARDI, X. LOPEZ et P. ROSNET : Measurement of inclusive $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ALICE Muon Spectrometer. ALICE analysis note in preparation.
- [130] Lucile RONFLETTE : Etude de la production de photons isolés au LHC avec ALICE et comparaison aux prédictions théoriques, 2013. Mémoire de Master 2, Université Joseph Fourier, Grenoble 1.
- [131] Pavel M. NADOLSKY, Hung-Liang LAI, Qing-Hong CAO, Joey HUSTON, Jon PUMPLIN *et al.* : Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys.Rev.*, D78: 013004, 2008.
- [132] A.D. MARTIN, W.J. STIRLING, R.S. THORNE et G. WATT : Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63:189–285, 2009.
- [133] Richard D. BALL, Luigi DEL DEBBIO, Stefano FORTE, Alberto GUFFANTI, Jose I. LATORRE *et al.* : A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties. *Nucl.Phys.*, B838:136–206, 2010.
- [134] Michiel BOTJE, Jon BUTTERWORTH, Amanda COOPER-SARKAR, Albert de ROECK, Joel FELTESSE *et al.* : The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. 2011.
- [135] B. ABELEV *et al.* : Neutral pion and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys.Lett.*, B717:162–172, 2012.

Table des figures

1	Quatre baryons (à gauche) et quatre mésons (à droite) représentants de la matière hadronique (constituées de quarks)	1
2	Constante de couplage de l'interaction forte α_{QCD} en fonction de l'échelle d'énergie Q	2
1.1	Compilation de mesures de section efficaces totale (σ_{tot}), inélastique (σ_{inel}) et élastique (σ_{el}) de collisions p-p et p- \bar{p} en fonction de l'énergie totale au centre de masse \sqrt{s} (extrait de [12]).	6
1.2	Diagrammes de production de photons directs à l'ordre dominant. En haut, le processus d'annihilation et en bas le processus Compton.	6
1.3	Processus dur générique dans une collision hadronique dans le cadre du modèle des partons. Les fonctions de structure $f_{a/A}(x_a)$ et $f_{b/B}(x_b)$ décrivent la probabilité, lors d'une collision inélastique, d'interagir avec un parton de type a (b) ayant une fraction d'impulsion x_a (x_b) du hadron A (B). Chaque processus dur est caractérisé par sa section efficace σ	7
1.4	Compilation de mesures réalisées à HERA de la fonction de structure F_2 du proton (décalée de $\log_{10}(x)$ pour une question de visibilité) en fonction de Q^2 et pour différentes valeurs de fractions d'impulsion x	8
1.5	Exemples de diagrammes de production de photons prompts par rayonnement d'état initial (en haut) et d'état final (en bas).	9
1.6	Région cinématique des partons accessibles par l'expérience ALICE lors des collisions p-p au LHC en vis-à-vis de celles sondées par les expériences situées à HERA et au SPS (figure extraite de [36]).	11
1.7	Facteurs de modification nucléaire des particules chargées mesurés dans les collisions $Pb-Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV aux centralités 0-5% et 70-80% (figure extraite de [8])	13
2.1	Compilation de différentes mesures de section efficace de photons prompts isolés (figure extraite de [11]).	17
2.2	Rapports γ/π^0 en fonction de l'impulsion transverse prédits par le logiciel INCNLO (basé sur les codes utilisés dans [82] et dans [83]) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV.	18
2.3	Contributions relatives, en fonction de l'énergie transverse, des processus Compton, annihilation et fragmentation dans la production des photons prompts (à gauche) et des photons prompts isolés (à droite). Prédictions réalisées avec JET-PHOX (NLO) pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV à mi-rapacité (extrait de [84]).	19

2.4	Profils, en fonction de l'énergie du π^0 , de la densité de probabilité de l'angle θ_{12} formé par ses deux photons de décroissance.	22
2.5	Sensibilité de la section efficace de photons prompts (ici en collisions $e-p$) aux échelles de normalisations $\mu = \mu_R = \mu_F$ (μ varie entre $p_T^\gamma/2$ et $2 p_T^\gamma$), lorsque le calcul est mené au LO (Born) ou jusqu'au NLO (figure extraite de [93]).	24
3.1	Le grand collisionneur de hadrons du CERN situé de part et d'autre de la frontière franco-suisse. Son tunnel de 27 km de circonférence est représenté par le grand cercle, le cercle plus petit représente l'anneau du SpS qui fait partie de sa chaîne d'injection.	25
3.2	La chaîne d'injection actuelle du LHC est composée du Booster, du Linac2 (pour les protons), du PSB (non représenté), du PS et enfin du SPS. Le Linac4 et le PS2 (en rouge) devraient, aux alentours de 2017, se substituer aux premiers éléments de cette chaîne en vue d'augmenter la luminosité du LHC.	26
3.3	Un des 1232 aimants dipolaires du LHC incurvant la trajectoire des particules.	28
3.4	Les quatre principales expériences du LHC.	29
3.5	Couverture en η et p_T des quatre principales expériences du LHC.	30
3.6	Rapport entre la force du signal pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs mesuré et celle attendue pour un boson de Higgs « standard ». Les résultats de CMS, à gauche, portent sur l'ensemble des données p-p 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) et 2012 ($\sqrt{s} = 8$ TeV) alors que ceux d'ATLAS n'intègrent pas la totalité des données accumulées en 2012.	31
3.7	Distributions en masse invariante combinant K^+ et π^- (à gauche) et K^- et π^+ (à droite). Les histogrammes du haut mettent en avant une asymétrie dans la désintégration $B^0 \rightarrow K^\pm + \pi^\mp$ (courbes rouges). Ceux du bas (zoomés) permettent de mettre en évidence une asymétrie similaire pour la désintégration du B_s^0 (courbes vertes).	31
3.8	Diagramme de phase de la matière nucléaire. Les températures atteintes lors des collisions Au-Au au RHIC et Pb-Pb au LHC sont suffisantes pour faire entrer la matière nucléaire dans une phase déconfinée de partons.	33
3.9	Pays comptant un ou plusieurs instituts impliqués dans la collaboration ALICE.	34
3.10	Vue schématique d'ALICE et ses différents sous-détecteurs.	35
3.11	Reconstitution de la trajectoire des particules chargées mesurées dans le système de trajectométrie central d'ALICE lors d'un évènement Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV.	36
3.12	Le système de trajectométrie interne d'ALICE et ses 6 couches de détecteurs silicium.	37
3.13	Illustration des capacités d'ALICE pour l'identification des particules (ici lors de collisions p-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV). A gauche : mesure par le CTS de la perte d'énergie spécifique des particules (à laquelle a été retranchée la valeur de la perte d'énergie moyenne pour l'électron) en fonction de leur impulsion. A droite : mesure par le TOF du temps de vol des particules (auquel a été retranché le temps de vol théorique d'un électron) en fonction de leur impulsion.	38
3.14	Les calorimètres électromagnétiques d'ALICE : EMCal, DCal et PHOS.	39

3.15	Schéma du spectromètre à muons d'ALICE. Il est composé d'un absorbeur permettant d'arrêter la plupart des particules mis à part les muons. Ensuite, les chambres de trajectométrie associés à l'aimant permettent de mesurer leur impulsion et enfin, un déclencheur disposé derrière un mur de fer (qui permet de notamment de stopper les particules secondaires), permet une pré-sélection des évènements.	41
3.16	Facteurs de modifications nucléaire du J/ψ mesurés à PHENIX et à ALICE en fonction de la multiplicité de particules chargées de l'évènement (figure extraite de [108]).	42
3.17	Taux de production de particules ayant $1 < p_T < 2$ GeV/c corrélée à la mesure d'une particule ayant $2 < p_T < 4$ GeV/c (figure extraite de [111]).	42
4.1	Section efficace totale d'interaction des photons avec le carbone et le plomb. et la contribution des différents processus. L'effet photo-électrique domine à basse énergie, l'effet Compton aux énergies intermédiaires et enfin la création de paires aux énergies les plus grandes (figure extraite de [11])	46
4.2	Perte d'énergie spécifique des électrons dans le plomb et la contribution des différents processus. L'ionisation domine jusqu'à 10 MeV puis c'est le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) qui est responsable de l'essentiel de la perte d'énergie de l'électron (figure extraite de [11]).	47
4.3	Représentation d'une gerbe électromagnétique	47
4.4	Vue simplifiée du diagramme d'énergie d'un scintillateur organique. L'énergie déposée par les particules chargées provoquent une excitation des molécules qui effectuent une transition $A_0 \rightarrow A_1$ puis celles-ci se désexcitent en perdant leur énergie par vibration collective $A_1 \rightarrow B_1$ et en émettant des photons d'énergie $E_p = E_{B_1} - E_{B_0}$. Le fait que cette énergie soit inférieure au premier niveau d'excitation de la molécule ($E_e = E_{A_1} - E_{A_2}$) permet que la réabsorption de cette lumière de scintillation reste faible.	49
4.5	Vue schématique du calorimètre électromagnétique EMCal.	50
4.6	Un module du calorimètre EMCal. Les quatre tours, constituées d'un empilement de couches de plomb et de scintillateur, sont traversées par des fibres optiques conduisant la lumière de scintillation jusqu'à une photo-diode à avalanche.	51
4.7	Impulsion en nombre de coups ADC (haut gain) en fonction du temps, obtenue lors d'un test avec un faisceau d'électrons de 80 GeV. Cette impulsion est ajustée par une fonction Γ (figure extraite de [84]).	52
4.8	Distribution du temps enregistré par les cellules d'EMCal avant étalonnage (à gauche) et après (à droite) pour des agrégats d'énergie supérieure à 10 GeV. . .	54
4.9	Résolution en énergie d'EMCal déterminée grâce à des simulations et à des tests sous faisceau et ajustée par la fonction $f(E) = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E} + \frac{c^2}{E^2}}$	54
4.10	Résolutions spatiales en x et y d'EMCal en fonction de $1/\sqrt{E}$. Ces résolutions ont été mesurées avec des faisceaux d'électrons (figure extraite de [117]). . . .	55
4.11	Distribution du temps des particules ayant 3 à 4 GeV (à gauche) et plus de 4 GeV (à droite) mesurés par EMCal. Étude réalisée dans les données p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV de 2011.	56
4.12	Pureté de la sélection des électrons basée sur la mesure de la perte d'énergie, le rapport E/p et la forme de la gerbe électromagnétique dans EMCal.	56

4.13	Section efficace inclusive de jets en collisions p-p à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV comparé à des prédictions pQCD (figure extraite de [118]).	57
4.14	Distribution de la variable λ_0^2 en fonction de l'énergie transverse déposée dans EMCAL (lors des collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV).	58
5.1	Taux d'acquisition et tailles d'évènements gérés par les systèmes d'acquisition de diverses expériences.	60
5.2	Synoptique du traitement des données, de la génération (pour les simulations) à l'analyse en passant par la reconstruction, que permet AliRoot (lorsqu'il est couplé avec un code de transport).	62
5.3	Principe de reconstruction des traces dans ALICE. Les chiffres de 1 à 10 correspondent aux différentes étapes de la propagation du filtre de Kalman (extrait de [125]).	64
5.4	Salle de contrôle de l'expérience ALICE.	65
5.5	Energie moyenne par évènement déposée dans les tours de EMCAL lors de la séquence 159582.	66
5.6	Corrélation du nombre d'agrégats dans EMCAL avec le nombre de traces dans le CTS (à gauche) et avec le signal du V0 (à droite) lors de la séquence 159582.	67
5.7	Nombre d'agrégats par évènement pour les séquences de la période LHC11d.	68
5.8	Evolution du nombre de π^0 au cours des différentes séquences de la période LHC11d.	68
5.9	Réponses en énergie de deux canaux d'EMCAL, en rouge le canal 152 défectueux et en noir le canal 151 fonctionnant normalement. Le comportement de ce dernier est bien reproduit par la fonction $f(x) = A \frac{e^{-Bx}}{x^2}$	69
5.10	A gauche : l'énergie moyenne (par coup) déposée dans chacune des tours d'EMCAL en fonction de leur numéro d'identification (AbsId) lors de la période LHC11d. A droite : la projection sur l'axe y de cette même distribution, une déviation de plus de 6σ par rapport à l'ajustement gaussien de celle-ci est considérée suspecte.	71
5.11	A gauche : le χ^2 réduit associé aux ajustements des amplitudes par la fonction $f(x) = A e^{-\frac{Bx}{x^2}}$ en fonction du numéro d'identification du canal considéré (AbsId) lors de la période LHC11d. A droite : la projection sur l'axe Y de cette même distribution, une déviation de plus de 6σ est considérée suspecte (à droite de la ligne verte).	71
5.12	Principe de fonctionnement du programme BadChannelAnalysis.C, les canaux ayant échoué à un test sont exclus pour le test suivant afin d'améliorer la stabilité du programme.	72
5.13	Masque des cellules défectueuses pour chaque supermodule lors de la période LHC11d : la valeur 1 (apparaissant en bleu clair) correspond à une cellule morte, la valeur 2 (vert) à une cellule défaillante et irrécupérable et la valeur 3 à une cellule suspecte mais potentiellement re-calibrable. Les cellules ayant le statut 1 et 2 sont automatiquement masquées alors que le choix revient à l'utilisateur pour celles ayant le statut 3.	73
5.14	Distribution de l'amplitude de l'ensemble des canaux du calorimètre durant la période LHC11d avant et après l'exclusion des cellules défectueuses.	74
5.15	Nombre d'agrégats d'énergie supérieure à 10 GeV par évènement pour les 92 séquences de données pré-sélectionnées. Un ajustement par une fonction constante permet de visualiser la stabilité de cette quantité.	75

5.16	Valeur moyenne de la somme, dans un cône $R = 0,3$ autour d'un agrégat d'énergie supérieure à 10 GeV, des énergies transverses des agrégats (à gauche) et des impulsions transverses des traces (à droite) pour les différentes séquences de données pré-sélectionnées. Des ajustements par des fonctions constantes permettent d'apprécier la stabilité des quantités considérées.	75
6.1	Vue schématique des effets de l'identification des photons prompts et de l'isolement sur les contributions de la contamination, des photons de fragmentation et des photons directs.	78
6.2	Section efficace de production de photons directs générés par Pythia dans le calorimètre et la contribution de chaque intervalle en \hat{p}_T	81
6.3	Distribution associée à la position du vertex primaire sur l'axe z . Seules les collisions se produisant dans $z \in [-10; 10 \text{ cm}]$ (entre les barres rouges) sont conservées.	82
6.4	Agrégat formé par un photon de 36 GeV dans EMCal (simulation utilisant Geant 3). L'énergie déposée (indiquée en GeV) devient rapidement très faible lorsque l'on s'éloigne de la cellule la plus énergétique.	84
6.5	Corrélations entre le nombre de cellules d'un agrégat et son énergie. A gauche, la distribution avant le rejet des agrégats exotiques et à droite la même corrélation après ce rejet. Cette coupure affecte principalement les agrégats ayant une grande énergie pour un faible nombre de cellules.	84
6.6	Exemple de configurations d'agrégats, l'énergie de la cellule la plus énergétique (en rouge) et celles de ses cellules adjacentes (en vert) sont utilisées pour déterminer si l'agrégat est exotique.	85
6.7	Illustration de la méthode d'identification des agrégats créés par des particules chargées. Les écarts $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ entre le barycentre de l'agrégat et l'extrapolation de la trace la plus proche sont utilisés pour déterminer si ils ont été engendrés par la même particule.	87
6.8	Résidus $d\Delta\eta$ (à gauche) et $d\Delta\phi$ (à droite) quantifiant l'écart entre les coordonnées de chaque agrégat ($> 10 \text{ GeV}$) et celles de l'extrapolation de la trace associée la plus proche. Lorsque $\Delta\eta < 0.02$ et $\Delta\phi < 0.03$, l'agrégat est considéré comme provenant de la même particule que celle ayant laissée la trace et est alors écarté.	87
6.9	Densités de probabilité de la variable λ_0^2 pour différentes énergies d'agrégats engendrés par les photons directs et les π^0 (via ses photons de décroissance).	89
6.10	Méthode d'estimation de l'évènement sous-jacent utilisant deux cônes perpendiculaires ($\Delta\phi = \pm 90^\circ$) au photon direct candidat.	91
6.11	Distribution de la somme des impulsions transverses des traces contenues dans deux cônes de rayon $R = \sqrt{\Delta^2\phi + \Delta^2\eta} = 0,4$ situé à $\Delta\phi = \pm 90^\circ$ par rapport au candidat photon direct pour une énergie transverse de ce dernier comprise entre 16 et 18 GeV.	92
6.12	Estimation de la densité moyenne d'impulsion transverse de l'évènement sous-jacent $\langle \rho_{UE} \rangle$ en fonction de l'énergie transverse du candidat photon.	93
6.13	Efficacité d'isolement des photons directs pour un critère utilisant un cône $R = 0,3$ et un seuil $p_T^{seuil} = 1,5 \text{ GeV}/c$	94
6.14	Estimation de l'efficacité moyenne d'un critère d'isolement à seuil fixe en fonction de la valeur de ρ_{max} qui lui est associée.	94

6.15	Probabilité d'isolement d'une particule de bruit de fond en fonction de son énergie transverse pour différents critères d'isolement utilisant un cône de rayon $R = 0,3$ (à gauche) ou de rayon $R = 0,4$ (à droite).	95
6.16	Probabilité d'isolement de particules appartenant au bruit de fond ayant une énergie transverse comprise entre 10 et 20 GeV pour différents critères d'isolement sélectionnant les particules ayant $\sum_{\text{cône}} p_T < \pi R^2 \rho_{max}$.	96
6.17	Spectres bruts (non corrigés) de photons prompts isolés pour un critère ayant $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c (à gauche) et $R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c (à droite).	97
7.1	Probabilité d'isolement des agrégats en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).	102
7.2	Probabilité d'isolement des agrégats en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).	103
7.3	N_{sub} en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse, la ligne pointillée rouge en $N_{sub}=0$ permet d'évaluer la qualité de l'extraction du signal (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).	107
7.4	N_{sub} en fonction de λ_0^2 pour différents intervalles en énergie transverse, la ligne pointillée rouge en $N_{sub}=0$ permet d'évaluer la qualité de l'extraction du signal (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).	108
7.5	Pureté des spectres bruts de photons prompts isolés en fonction de l'énergie transverse du photon candidat avec les critères d'isolement ayant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite). Les barres d'erreurs sont uniquement statistiques.	109
7.6	Illustration des méthodes d'extraction du nombre de photons prompts isolés d'ATLAS (à gauche, extrait de [40]) et celle utilisée ici (à droite).	110
7.7	Valeur de ϵ en fonction de l'énergie transverse des photons prompts isolés et pour les deux critères d'isolement.	111
7.8	Distribution des agrégats dans l'acceptance dédiée à la mesure des photons prompts isolés (pour la mesure avec $R = 0,3$). L'espacement entre les rangées de supermodules ainsi que la présence de cellules masquées viennent diminuer l'acceptance effective du calorimètre.	112
7.9	Longueurs de radiation intégrées des matériaux présents en face d'EMCal en fonction de la coordonnée radiale ρ , pour une pseudorapidité $\eta \sim 0$ (ligne continue) et $\eta \sim 0,65$ (ligne pointillée). La face avant du calorimètre est située à $\rho = 440$ cm (figure extraite de [121]).	112
7.10	Distribution en temps des cellules d'EMCal en fonction de l'énergie déposée. Le pic principal, situé dans l'intervalle $-20 < t < 20$ ns (barres rouges), provient principalement de collisions ayant correctement activées le déclencheur L0 d'EMCal, le pic secondaire situé dans l'intervalle $30 < t < 70$ ns (barres noires) est le fruit d'un problème de déclenchement.	113
7.11	Facteur corrigeant de la perte des photons issus des collisions ayant mal déclenchées le système d'acquisition (expliqué dans le texte).	114
7.12	Spectre corrigé de photons prompts isolés pour $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite). Les tableaux 7.7 et 7.8 donnent les valeurs des points présentés.	115
7.13	Facteur de correction de l'empilement P_{INT7} pour différentes séquences de données.	118

7.14	Rapport R/P_{INT7} pour différentes séquences de données.	119
7.15	Sections efficaces différentielles de production de photons prompts isolés dans les collisions p-p à 7 TeV pour les deux critères d'isolement : $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ à gauche, $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ à droite.	120
8.1	Ecart relatif entre l'analyse utilisant le jeu de sélections relâchées et celle utilisant les sélections standards pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite).	128
8.2	Ecart entre l'analyse utilisant le jeu de sélections serrées et celle utilisant les sélections standards pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite).	128
8.3	Ecart relatif entre l'analyse basant son estimation de la pureté sur l'intervalle $0,6 < \lambda_0^2 < 1,2$ et celle utilisant l'intervalle standard ($0,4 < \lambda_0^2 < 1$) pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite).	129
8.4	Ecart relatifs entre l'analyse se basant sur les séquences de données avant 156891 et celle utilisant les suivantes pour la mesure avec $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et celle utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite).	130
8.5	Evolution du nombre d'agrégats supérieur à 10 GeV par évènement lors des différentes séquences de données analysées, la moyenne de cette distribution est matérialisée par la ligne horizontale	131
8.6	Ecart relatif entre notre analyse standard exigeant que le vertex primaire ait $-10 < z < 10$ cm et une analyse sans cette sélection.	132
9.1	Facteurs corrigeant les prédictions de JETPHOX de l'effet de l'hadronisation et de l'UE sur l'isolement des photons en fonction de l'énergie transverse du photon.	139
9.2	Rapports entre points expérimentaux et prédictions théoriques pour la section efficace de photons prompts isolés en collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec les critères $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$ (à gauche) et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$ (à droite). Les prédictions théoriques sont basées sur des calculs NLO réalisés avec JETPHOX 1.3.1 corrigés par les facteurs $\bar{C}_{R=0,3} = 0,91 \pm 0,01$ et $\bar{C}_{R=0,4} = 0,88 \pm 0,01$ comme il est expliqué dans le texte.	140
9.3	Rapports entre les section efficaces de π^0 et de η mesurées par ALICE et les prédictions de la pQCD dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 900$ GeV (uniquement π^0) et à $\sqrt{s} = 7$ TeV (figure extraite de [135])	141
9.4	Comparaisons avec les prédictions théoriques des mesures de sections efficaces de photons prompts isolés en collisions p-p à mi-rapidité réalisées par les collaborations ATLAS (à gauche) et CMS (à droite), figures extraites de [40] et de [39]. Il faut ajouter 4% d'erreur sur les points expérimentaux de CMS liées à l'incertitude sur la luminosité.	142
A.1	Distribution en η et ϕ du nombre d'agrégats par évènement.	149
A.2	Distribution du temps enregistrés en fonction de l'énergie (cellules).	150
A.3	Corrélation entre le nombre des agrégats et leur énergie dans chacun des super-modules.	151
A.4	Nombre d'évènements (déclenché par le L0 d'EMCal) pour les séquences de données de la période LHC11d.	152
A.5	Evolution de l'énergie moyenne des agrégats au cours de la période LHC11d.	152
A.6	Evolution du nombre moyen de cellules par agrégat au cours de la période LHC11d.	153

A.7	Illustration de la méthode d'extraction du nombre de π^0 pour une séquence. . .	153
A.8	Evolution de la largeur du pic en masse invariante du π^0 au cours de la période LHC11d.	154
A.9	Evolution de la position du pic en masse invariante du π^0 au cours de la période LHC11d.	154

Liste des tableaux

2.1	Historique des différentes mesures de photons prompts (γ) et de photons prompts isolés (γ_{iso}) dans les collisions proton proton et proton anti-proton. Ces mesures s'approchent d'une mesure des photons directs comme il est expliqué dans le texte.	16
2.2	Les particules et leurs canaux de décroissance contribuant principalement à la production de photons (rapports d'embranchement extraits de [11]).	18
3.1	Comparatif des performances des principaux collisionneurs en p-p (ou $p\bar{p}$) et en collisions d'ions lourds, les caractéristiques nominales figurent entre parenthèses.	28
3.2	Luminosité intégrée délivrée par le LHC aux différentes expériences durant le run 1. Plusieurs systèmes (p-p, Pb-Pb et p-Pb) et différentes énergies ont pu être utilisés.	32
3.3	Différents groupes de travail présents au sein d'ALICE.	35
4.1	Caractéristiques d'EMCal.	51
5.1	Données relatives à deux systèmes de déclenchement d'ALICE lors de la prise de données 154789 (collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV).	61
6.1	Proportion des agrégats formés par des photons directs et par des π^0 satisfaisant $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$ pour différents intervalles en énergie.	89
6.2	Efficacité d'isolement moyenne des photons directs pour différents critères.	95
6.3	Proportion des agrégats avec $E_T > 10$ GeV passant les différentes sélections.	97
7.1	Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).	104
7.2	Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).	105
7.3	Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,3 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).	105
7.4	Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,3 < \lambda_0^2 < 1$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).	105

7.5	Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1,5$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$).	106
7.6	Résultats relatifs aux ajustements de la probabilité d'isolement en fonction de λ_0^2 par une constante (χ^2/ndf) et par une droite (pente) dans l'intervalle $0,4 < \lambda_0^2 < 1,5$ (pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$).	106
7.7	Section efficace et spectre corrigé de production de photons prompts isolés ($R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c pour $ \eta < 0,37$) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec leurs erreurs statistiques et systématiques. Il faut ajouter 11% d'erreurs corrélées pour la section efficace et 3,6% d'erreurs corrélées sur le spectre corrigé.	121
7.8	Section efficace et spectre corrigé de production de photons prompts isolés ($R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c pour $ \eta < 0,27$) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV avec leurs erreurs statistiques et systématiques. Il faut ajouter 11% d'erreurs corrélées pour la section efficace et 3,6% d'erreurs corrélées sur le spectre corrigé.	121
8.1	Erreurs statistiques relatives sur le nombre de photons prompts isolés ainsi que sur la pureté pour la mesure utilisant $R = 0,3$ et $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c.	125
8.2	Erreurs statistiques relatives sur le nombre de photons prompts isolés ainsi que sur la pureté pour la mesure utilisant $R = 0,4$ et $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c.	125
8.3	Détail des jeux de sélections des agrégats (identification des photons prompts) utilisés pour l'évaluation des erreurs systématiques (sélections serrées et relâchées) en regard de celui utilisé pour l'analyse (sélections standards).	127
8.4	Bilan des erreurs systématiques pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 1,5$ GeV/c et $R = 0,3$, entre parenthèses figurent les erreurs attachées au premier intervalle en énergie (10-12 GeV).	133
8.5	Bilan des erreurs systématiques pour la mesure utilisant $p_T^{seuil} = 2$ GeV/c et $R = 0,4$, entre parenthèses figurent les erreurs attachées au premier intervalle en énergie (10-12 GeV).	133

Thèse de Doctorat

Alexis MAS

Mesure de la production des photons isolés
dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7$ TeV
avec le détecteur ALICE

Isolated photon production measurement
in p-p collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV
with the ALICE detector

Résumé

La production de photons de grande impulsion transverse lors des collisions proton-proton (p-p), est décrite par la chromodynamique quantique perturbative (pQCD). Parmi ces photons, ceux issus directement d'un processus partonique énergétique (appelés photons directs) sont particulièrement intéressants car leur mesure permet de tester précisément les prédictions de la pQCD et offre la possibilité de mieux contraindre les fonctions de structure du proton. Ce travail de thèse a pour objectif l'étude et la mesure des photons directs produits dans les collisions p-p à 7 TeV avec le détecteur ALICE. Le calorimètre électromagnétique d'ALICE (EMCal), est utilisé pour réaliser cette mesure qui s'appuie notamment sur l'utilisation d'une procédure d'isolation permettant de réduire le bruit de fond provenant des autres modes de production (fragmentation, décroissance). Les aspects relatifs à la qualité des données dans EMCal, à l'identification des photons, mais aussi ceux liés à la correction du spectre ou encore à sa normalisation sont mis en avant. Finalement, la première section efficace de photons isolés mesurée dans les collisions p-p à 7 TeV avec le détecteur ALICE est présentée et comparée avec les prédictions théoriques avant d'être mise en regard avec les résultats issus des autres grandes expériences du LHC.

Mots clés

collisions proton-proton, expérience ALICE, LHC, calorimètre électromagnétique, photons isolés, QCD.

Abstract

The high transverse momentum photon production in proton-proton collisions (p-p) is described by perturbative quantum chromodynamics (pQCD). Among these photons, those produced directly by an energetic partonic interaction (called direct photons) are of great interest since their measurement allows to test pQCD predictions and it allows also the constraint of proton structure functions. The work of this thesis aims at studying and measuring direct photons produced in p-p collisions at 7 TeV with the ALICE detector. The ALICE electromagnetic calorimeter (EMCal) is used to achieve this measurement which is based on an isolation procedure that allows to reduce background coming from other photon production modes (fragmentation, decay). Multiple aspects like EMCal data quality, photon identification as well as spectrum correction and its normalization are highlighted. Finally, the first isolated prompt photon cross-section measured with ALICE detector is presented, compared to theoretical predictions and to the last results from other LHC experiments.

Key Words

proton-proton collisions, ALICE experiment, LHC, electromagnetic calorimeter, isolated photons, QCD.