



**HAL**  
open science

# Étude de la production de photons isolés en collisions proton-proton avec le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE au LHC

R. Ichou

► **To cite this version:**

R. Ichou. Étude de la production de photons isolés en collisions proton-proton avec le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Nantes, 2010. Français. NNT: . tel-00553136

**HAL Id: tel-00553136**

**<https://theses.hal.science/tel-00553136>**

Submitted on 6 Jan 2011

**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.

UNIVERSITÉ DE NANTES  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE  
MOLÉCULES, MATIÈRE ET MATÉRIAUX EN PAYS DE LOIRE (3MPL)

Année : 2010

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

# Étude de la production de photons isolés en collisions proton-proton avec le calorimètre EMCAL de l'expérience ALICE au LHC

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Subatomique

Spécialité : Physique des particules

*Présentée*

*et soutenue publiquement par*

**Raphaëlle ICHOU**

*Le 06 octobre 2010, devant le jury ci-dessous*

*Rapporteurs*      Christophe Furget, *Professeur, Université de Grenoble, LPSC, Grenoble*

Laurent Serin, *Directeur de recherche, LAL, Paris-Sud*

*Examineurs*      Patrick Aurenche, *Directeur de recherche, LAPTH, Annecy*

Andreas Morsch, *Chargé de recherche, CERN, Genève*

Christelle Roy, *Directrice de recherche, IPHC, Strasbourg*

Thierry Gousset, *Professeur, Université de Nantes, SUBATECH, Nantes*

**Directeur de thèse :**      Christelle Roy

**Co-Directeur de thèse :**      Thierry Gousset



**Mots-clés :** LHC, ALICE, EMCAL, calorimètre, proton, photon, prompt, isolement.

Produits lors des collisions dures proton-proton initiales, les photons prompts sont un outil intéressant pour étudier la ChromoDynamique Quantique perturbative (pQCD) en collisions proton-proton, comme celles ayant lieu auprès du Large Hadron Collider (LHC) du CERN. De plus, les photons de grande énergie transverse fournissent des informations essentielles sur les fonctions de distribution partoniques (PDF) à l'intérieur du proton. Pour les mesurer, il est nécessaire de s'affranchir des nombreuses autres sources de photons qui existent en plus des photons prompts, particulièrement du large bruit de fond provenant des photons de décroissance du  $\pi^0$ . EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter), le calorimètre de l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) au LHC couvre les rapidités centrales et permet d'améliorer significativement les capacités d'ALICE à mesurer les photons de grande impulsion transverse. Nous présentons des études d'identification des photons, dans EMCAL, en explicitant les méthodes développées pour les séparer des photons du  $\pi^0$ , à l'aide de coupures d'isolement.

Prompt photons produced in the hard initial parton-parton scatterings in high-energy proton-proton collisions – such as those at the CERN Large Hadron Collider (LHC) – are an excellent tool to study perturbative Quantum Chromodynamics. In particular, high transverse-momentum ( $p_T$ ) photons provide crucial information on the parton distribution functions (PDFs) of the proton. Experimentally, in order to measure prompt photons, one needs first to get rid of various other photon sources, especially those from the large background due to  $\pi^0$  decays. The electromagnetic calorimeter (EMCAL) of the ALICE (A Large Ion Collider Experiment) experiment at the LHC covers the central rapidities and provides improved capabilities to measure high- $p_T$  photons in ALICE. We present here studies of photon production in high-energy proton-proton collisions, as well as a complete analysis of their measurement with the EMCAL detector, giving details in particular on the methods developed to separate them from the  $\pi^0$  decay photons with the help of isolation cuts.



# Merci

Je voudrais exprimer toute ma gratitude au directeur de Subatech, Mr Jacques Martino, ainsi qu'à Mr Pascal Lautridou, pour m'avoir accueillie au sein de ce laboratoire. Un grand merci à ma directrice de thèse Christelle Roy, qui m'a proposé cette thèse, qui a su m'orienter et me conseiller de la meilleure façon pendant toute la durée de cette thèse. Merci d'avoir cru en moi dès le début et de m'avoir toujours encouragée. Je remercie sincèrement aussi mon co-directeur de thèse, Thierry Gousset, pour toute l'aide apportée, pour ses explications précises et pédagogiques et pour avoir apporté sans aucun doute un plus "théorique" à ce travail. Je n'oublie pas Cynthia Hadjikakis qui a encadré ma première année de thèse et n'a certainement pas eu la tâche la plus facile. Merci pour tout !

Je remercie chaleureusement chacun des membres de mon jury de thèse, pour avoir accepté d'en faire partie et pour avoir lu et évalué cette thèse. Merci à Patrick Aurenche et Andreas Morsch et merci tout spécialement à Christophe Furgat et Laurent Serin, qui ont corrigé soigneusement ce manuscrit et, de façon certaine, contribué à l'améliorer.

Un merci tout particulier à tout le groupe Alicehp2 de Subatech. Merci à toi Magali, pour les nombreux échanges et l'aide apportée, merci à toi Marie, pour avoir toujours été disponible et avoir suivi mon travail, et merci à toi Hugues pour ton expérience, que tu sais faire partager. Merci aussi à Marco et Adam, toujours prêts à rendre service.

Merci aussi à nos amis du groupe plasma, les di-muons, dont l'aide est souvent précieuse. Merci à Gines Martinez, pour les quelques discussions très fructueuses. Merci pour ta gentillesse et ton soutien. Merci beaucoup à Diego pour toute l'aide apportée, au moindre problème technique ou informatique. Merci aussi à Philippe, Guillaume, Laurent et Mathieu.

Durant ces trois années, j'ai été amenée à rencontrer beaucoup d'autres personnes, qui ont elles-aussi contribué à ce travail. Parmi elles, je tiens à remercier tout spécialement Gustavo Conesa, dont j'ai repris le travail et qui m'a énormément aidée. Merci beaucoup Gustavo pour ta présence, pour toute ton aide et ta patience. Merci énormément aussi à David d'Enterria, pour m'avoir donné l'opportunité d'écrire un papier et merci pour toute l'aide et les conseils essentiels. Egalement, merci à Francois Arléo pour toutes les discussions enrichissantes, merci pour ton aide et ton soutien. Je tiens à remercier vivement Christian Kuhn pour avoir suivi mon travail et pour son support. Merci aussi à David Silvermyr, Dmitri Peressounko, Yuri Kharlov, pour tous les échanges très utiles.

Merci à tous les autres membres de la collaboration ALICE qui, de près ou de loin, ont aidé à ce travail.

Je reviens à Subatech et aux nombreux collègues, amis, qui ont croisé ma route. Je tiens à remercier plus spécifiquement Stéphane Peigné, pour avoir relu mon chapitre théorique et pour tous les autres moments partagés et l'aide apportée, merci à toi. Merci à toi Taklit pour tes précieux conseils, pour ton soutien et ta gentillesse. Merci aussi à Marcus, Sascha, Artemios, Maud, Charlotte, Rudy et merci aussi à Pol Bernard, Virginia, Frédéric, Muriel, et tous ceux que j'oublie. Merci à tous les doctorants, particulièrement à ceux dont j'ai partagé le bureau : merci à Guérolé, Sandra, Hamza, et aussi à Olga et Maxime et un immense merci à toi Lamia dont l'amitié a été très précieuse. Merci aussi à toi Swensy pour cette dernière année difficile partagée ensemble. Merci à vous pour les moments sympas, les rires, les sorties ensemble, qui aident énormément. Merci aux autres thésards camarades d'année, Samuel et Thibaut et merci aussi aux autres moniteurs CIES. Merci à Vincent, Amine, Mario, Ernesto, David. Merci à tous ceux avec qui j'ai partagé des moments inoubliables, à Nantes, en conférence, ou ailleurs. Je n'oublie pas mes amis, Eve, Leila, Murielle et puis ceux restés à Lyon pour qui j'ai une pensée affectueuse.

Je remercie enfin du fond du coeur mes parents, qui m'ont encouragée depuis toute petite à toujours aller plus loin. Merci de m'avoir donné tous les moyens pour réussir. Cette thèse leur est dédiée. Merci aussi à toute ma famille, à ceux venus assister à ma soutenance et aux autres qui m'ont encouragée de plus loin.

Et puis un immense merci à toi, dont l'aide est simplement inestimable. Merci de tout mon coeur.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Les photons prompts et leur isolement</b>	<b>23</b>
1.1	Formalisme de production des photons prompts	24
1.1.1	La diffusion profondément inélastique et le modèle des partons	24
1.1.2	La production de photons directs	26
1.1.3	La factorisation	26
1.1.4	La chromo-dynamique quantique	27
1.1.5	Les photons de fragmentation	30
1.1.6	Production de photons prompts au premier ordre et à l'ordre suivant	31
1.1.7	Sections efficaces en collisions $p-p$ et $Pb-Pb$	35
1.2	Le bruit de fond des pions neutres	36
1.3	L'isolement des photons prompts dans les collisions $p-p$	38
1.3.1	Pourquoi l'isolement ?	38
1.3.2	Description de la méthode	38
1.3.3	Influence de l'isolement sur la section efficace de photons prompts	38
1.4	Historique des mesures de photons	39
1.4.1	Les mesures de photons prompts et photons isolés en $p-p$ et $p-\bar{p}$	39
1.4.2	Leçons pour ALICE	47
<b>2</b>	<b>L'expérience ALICE au LHC</b>	<b>49</b>
2.1	Le Large Hadron Collider	52
2.1.1	Un peu d'histoire et d'actualité	52
2.1.1.1	Genèse d'un projet, du LEP au LHC	52
2.1.1.2	Qu'en est-il aujourd'hui	52
2.1.2	Accélération de particules au LHC	53
2.1.2.1	Les anneaux du LHC	53
2.1.2.2	La chaîne d'injection du LHC	54
2.1.2.3	Comparaison entre les différents collisionneurs proton-(anti)proton	56
2.2	L'expérience ALICE	56
2.2.1	Vue d'ensemble	56
2.2.2	Les détecteurs à rapidité centrale	57
2.2.3	Les détecteurs à grande rapidité	62
2.2.4	Le système de déclenchement d'ALICE	64
2.3	ALICE et la première année de prise de données	66
<b>3</b>	<b>Performances d'EMCAL</b>	<b>69</b>
3.1	Notions de calorimétrie	70
3.1.1	Processus d'interaction	70
3.1.2	Développement de la gerbe	71
3.2	Conception d'EMCAL et lecture électronique	72
3.2.1	Le calorimètre mis à nu	72
3.2.2	Critères de conception du module d'EMCAL	73
3.2.3	Système optique et photo-senseurs	73
3.2.4	L'assemblage	76
3.2.5	Le calibrage	77
3.2.5.1	Système d'étalonnage LED	77
3.2.5.2	Système d'étalonnage par rayons cosmiques	77
3.3	Les performances physiques d'EMCAL et les tests sous faisceau	79
3.3.1	Introduction	79
3.3.2	Performances physiques	81
3.3.2.1	Déclenchement	81
3.3.2.2	Résolution en énergie	81
3.3.2.3	Résolution spatiale et granularité	83
3.3.2.4	Linéarité et uniformité de la réponse en énergie	83



3.3.2.5	La réponse des hadrons . . . . .	85
3.4	Etude de l'ajustement du signal . . . . .	86
3.4.1	L'ajustement . . . . .	87
3.4.2	La qualité de l'ajustement . . . . .	87
3.4.3	La corrélation haut gain - bas gain . . . . .	88
3.5	Premières données au niveau d'EMCAL . . . . .	89
3.6	Les calorimètres électromagnétiques au LHC . . . . .	91
3.6.1	PHOS . . . . .	91
3.6.2	Le calorimètre de l'expérience CMS . . . . .	91
3.6.3	Le calorimètre de l'expérience ATLAS . . . . .	92
<b>4</b>	<b>Prédictions théoriques</b> . . . . .	<b>95</b>
4.1	Les générateurs d'évènements . . . . .	96
4.1.1	Le générateur d'évènements PYTHIA . . . . .	96
4.1.1.1	Philosophie de PYTHIA . . . . .	96
4.1.1.2	Les fonctions de distribution partoniques . . . . .	97
4.1.1.3	Les processus durs . . . . .	97
4.1.1.4	Les processus de production de photons prompts avec PYTHIA . . . . .	98
4.1.2	Le modèle JETPHOX . . . . .	100
4.1.2.1	Fonctionnement de JETPHOX . . . . .	100
4.1.2.2	Processus de production de photons prompts avec JETPHOX . . . . .	100
4.1.3	Comparaison entre PYTHIA et JETPHOX . . . . .	103
4.2	Section efficace de photons isolés en $p$ - $p$ au second ordre . . . . .	103
4.2.1	Prédictions théoriques pour le LHC . . . . .	103
4.2.1.1	Section efficace de photons isolés au LHC à mi-rapidité . . . . .	103
4.2.1.2	Taux de comptage des photons isolés avec EMCAL . . . . .	105
4.2.2	Comparaison aux résultats de Tevatron . . . . .	111
4.3	Sensibilité des spectres de photons prompts isolés aux PDF . . . . .	112
4.3.1	Les distributions de gluons dans le proton . . . . .	112
4.3.2	Contraindre les PDF par les spectres de photons prompts isolés . . . . .	112
4.3.2.1	Dépendance des spectres de photons isolés aux PDFs . . . . .	113
4.3.2.2	Dépendance des spectres de photons isolés aux échelles théoriques . . . . .	115
4.3.2.3	Dépendance des spectres de photons isolés aux fonctions de fragmentation . . . . .	115
4.3.2.4	Conclusion . . . . .	116
4.4	Conclusion générale . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Reconstruction, identification et isolement</b> . . . . .	<b>119</b>
5.1	Description d'un évènement $p$ - $p \rightarrow \gamma + X$ typique . . . . .	120
5.1.1	Au niveau de la génération . . . . .	120
5.1.1.1	Etude des simulations de "signal" : $\gamma$ -jet . . . . .	120
5.1.1.2	Etude des simulations de "bruit" : jet-jet . . . . .	122
5.1.2	Au niveau du calorimètre . . . . .	123
5.1.2.1	Etude des simulations de signal : $\gamma$ -jet . . . . .	123
5.1.2.2	Etude des simulations de bruit : jet-jet . . . . .	124
5.2	La reconstruction des photons . . . . .	124
5.2.1	Simulation et reconstruction des données d'ALICE . . . . .	124
5.2.2	Le signal dans EMCAL . . . . .	127
5.2.3	Algorithme de clusterisation . . . . .	128
5.2.4	Discrimination entre photons et particules chargées . . . . .	129
5.2.5	Les pertes de photons . . . . .	131
5.3	Discrimination photons- $\pi^0$ . . . . .	132
5.3.1	Etude cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . . . . .	132
5.3.2	Identification des $\pi^0$ : notre modèle jouet . . . . .	133
5.3.3	Les différentes méthodes d'identification . . . . .	136
5.3.3.1	Technique de la masse invariante à bas $p_T$ . . . . .	136

5.3.3.2	Identification de la forme de la gerbe à $p_T$ intermédiaires . . . . .	138
5.4	L'isolement . . . . .	142
5.4.1	Optimisation des coupures d'isolement . . . . .	142
5.4.2	L'isolement des photons et des $\pi^0$ . . . . .	142
5.4.2.1	L'isolement des photons en fonction de $p_T$ . . . . .	142
5.4.2.2	Les $\pi^0$ de grand $z$ isolés . . . . .	143
5.4.3	Etude du signal et bruit avec PYTHIA . . . . .	146
<b>6</b>	<b>Mesure du spectre de photons isolés</b> . . . . .	<b>149</b>
6.1	Description de la méthode . . . . .	150
6.2	Echantillons Monte Carlo . . . . .	152
6.2.1	Simulations utilisées . . . . .	152
6.2.1.1	$\gamma$ -jet . . . . .	152
6.2.1.2	Jet-jet . . . . .	152
6.2.2	Sélection des événements . . . . .	153
6.3	Signal et bruit et spectre de clusters isolés . . . . .	153
6.3.1	Signal reconstruit (simulations $\gamma$ -jet) . . . . .	153
6.3.2	Bruit reconstruit (simulations jet-jet) . . . . .	155
6.3.3	Le Signal-plus-Bruit reconstruit . . . . .	156
6.4	Détermination des corrections expérimentales . . . . .	160
6.4.1	Efficacité d'identification des photons . . . . .	160
6.4.1.1	Efficacité du PID : $p(\gamma \gamma)$ , dans un environnement signal . . . . .	160
6.4.1.2	Contamination du PID : $p(\gamma \pi^0)$ , dans un environnement bruit . . . . .	160
6.4.2	Efficacité de trigger : $\epsilon_{trig}$ . . . . .	160
6.4.3	Acceptance géométrique : $A$ . . . . .	162
6.4.4	Le terme de conversion : $C$ . . . . .	162
6.4.5	Efficacité de reconstruction des photons : $\epsilon_{reco}$ . . . . .	163
6.4.6	Pertes dues à l'Underlying Event : $\epsilon_{iso}$ . . . . .	164
6.4.7	Résolution en énergie ( <i>smearing</i> ) : $\epsilon_{smear}$ . . . . .	164
6.5	Spectre de photons prompts isolés corrigé en $p$ - $p$ . . . . .	166
6.6	Erreurs systématiques . . . . .	168
6.6.1	Étalonnage de l'échelle d'énergie d'EMCAL . . . . .	168
6.6.2	Incertitude sur la FF des $\pi^0$ isolés . . . . .	168
6.6.3	Autres incertitudes . . . . .	168
6.6.4	Propagation des incertitudes sur le spectre final de photons isolés . . . . .	170
6.7	Comparaison aux prévisions théoriques . . . . .	171
6.8	Conclusion générale . . . . .	174
<b>A</b>	<b>Variables cinématiques appropriées dans une collision proton-proton</b> . . . . .	<b>179</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>181</b>



# Table des figures

1.1	Interaction entre un électron et un proton (DIS) dans le modèle des partons : l'électron interagit avec un quark par l'intermédiaire d'un photon virtuel. . . . .	25
1.2	Collision $p$ - $p$ donnant un photon, dans le modèle des partons : les partons 1 et 2 issus des protons 1 et 2 participent au sous-processus dur. . . . .	25
1.3	Diagrammes de production de photons directs. A gauche, le processus d'annihilation quark anti-quark : $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$ et à droite le processus Compton : $g + q \rightarrow \gamma + q$ . . . . .	26
1.4	Collision $p$ - $p$ dans le modèle des partons : $F(x)$ représente la distribution de partons dans le proton, $\sigma(x_1, x_2)$ représente la section efficace différentielle pour le sous-processus $2 \rightarrow 2$ et $D(z)$ la distribution des hadrons, de fraction d'impulsion $z$ , provenant de la fragmentation des partons. . . . .	27
1.5	Fonctions de structure $F_2$ du proton mesurée en diffusion positron sur proton lors de l'expérience HERA, pour $6.10^{-5} < x < 0.65$ , en fonction de l'échelle d'énergie $Q^2$ . La figure est extraite de [5]. . . . .	28
1.6	Evolution de la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s$ en fonction de l'échelle d'énergie $Q$ [8]. . . . .	30
1.7	Exemple de diagrammes de production de photons de fragmentation au premier ordre. . . . .	30
1.8	Comparaison de diagrammes de photons directs (à gauche) et de fragmentation (à droite) au LO, avec le comptage des vertex ( $g$ ) pour QCD et ( $e$ ) pour QED. . . . .	31
1.9	Section efficace de production de photons prompts et ses différents ingrédients. . . . .	32
1.10	Exemples de diagrammes au deuxième ordre contribuant à la production de photons directs. En haut à gauche un processus d'émission de gluon réel et autour les processus avec corrections virtuelles (des gluons sont échangés à l'intérieur des diagrammes). . . . .	33
1.11	Comparaison de diagrammes de photons directs (à gauche) et de fragmentation (à droite) au NLO. Ici $e$ représente le couplage QED et $g$ le couplage QCD. . . . .	33
1.12	Sections efficaces de production de photons directs au LO et NLO, en fonction de l'échelle théorique, ici ramenée à $\mu_R = \mu_M = \mu_F = Cp_T^\gamma$ , avec $C = 0.5 - 2$ . La figure est extraite de [21]. . . . .	34
1.13	Le facteur de modification nucléaire $R_{AA}$ des photons mesuré par PHENIX [24, 25], comparé aux calculs de [26]. . . . .	35
1.14	Schématisation de la désintégration d'un parton dur, provenant d'une collision quark anti-quark, en un pion neutre de grand $z$ emportant une fraction majeure de l'impulsion du parton. . . . .	36
1.15	Rapport des sections efficaces théoriques au NLO de production de photons prompts et de $\pi^0$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV en collisions $p$ - $p$ , extrait de [30]. . . . .	37
1.16	Section efficace de photons différentielle en $p_T$ mesurée par l'expérience PHENIX en collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV [25] (résultats plus récents, préliminaires, à droite [54]), et prédictions théoriques au NLO, pour trois échelles $\mu$ : $\mu = (0.5, 1, 2) p_T$ . Les panneaux en bas montrent le rapport données/théorie. . . . .	41
1.17	Rapport des photons prompts isolés et des photons prompts mesurés par PHENIX en collisions $p$ - $p$ à 200 GeV par la méthode du " $\pi^0$ tagging" (en cercles pleins). Les courbes représentent les prédictions théoriques, pour trois échelles $\mu$ et en utilisant deux fonctions de fragmentation différentes : BFGII et GRV. Les cercles ouverts représentent le rapport des photons du $\pi^0$ isolés et de tous les photons de décroissance du $\pi^0$ . La figure est extraite de [25]. . . . .	41
1.18	Rapport des sections efficaces de photons obtenues avec les données de l'expérience E706 et avec la théorie. La figure est extraite de [35]. . . . .	42
1.19	En haut, section efficace de photons isolés mesurée en fonction de $p_T$ lors de l'expérience D0 à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV et superposition des données avec la théorie au NLO, calculée avec JETPHOX. En bas, rapport de la section efficace de photons isolés mesurée sur la section efficace théorique. Les barres verticales correspondent à l'incertitude totale, alors que les barres intérieures correspondent à l'erreur statistique. Les pointillés représentent l'incertitude due à l'échelle théorique $\mu$ utilisée. Enfin, la zone en gris clair correspond à l'incertitude sur les distributions partoniques utilisées (ici CTEQ6.1). La figure est extraite de [42]. . . . .	43
1.20	Section efficace de photons isolés mesurée en fonction de $p_T$ lors de l'expérience CDF à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV et superposition des données avec la théorie au NLO, calculée avec JETPHOX. En bas, rapport de la section efficace de photons isolés mesurée sur la section efficace théorique. La figure est extraite de [66]. . . . .	44

1.21	Sections efficaces invariantes de photons prompts isolés en fonction de $p_T$ mesurées au monde en $p-p$ et $p-\bar{p}$ , comparées aux prédictions JETPHOX NLO (les derniers résultats de CDF et PHENIX ne sont pas inclus). La figure est extraite de [15]. . . . .	46
2.1	Croquis du tunnel du LHC et de ses principales expériences. . . . .	50
2.2	Le LHC en images. . . . .	51
2.3	Le diagramme de Livingston représentant les différents accélérateurs et collisionneurs en fonction du temps et de leur énergie disponible dans le référentiel d'une des particules interagissantes. . . . .	51
2.4	Schéma des deux faisceaux du LHC circulant en sens opposé et leur quatre points de croisement (interaction). . . . .	53
2.5	Le complexe d'accélération du LHC au CERN. . . . .	55
2.6	Vue d'ensemble de l'expérience ALICE. . . . .	56
2.7	L'ITS et ses différentes couches à gauche. A droite, la perte d'énergie mesurée par l'ITS en fonction de l'impulsion de différentes particules, mesurée en collisions $p-p$ à 900 GeV [84]. . . . .	58
2.8	La TPC d'ALICE (à droite). Perte d'énergie $dE/dx$ mesurée pour différentes particules traversant la TPC avec des impulsions $p_T = 0.1 - 10$ GeV/c (à gauche). . . . .	58
2.9	A gauche : Une vue transverse d'un détecteur TRD et à droite, schéma d'évolution du signal sur le plan de cathode en fonction du temps de dérive dans le TRD selon le type de particule. . . . .	59
2.10	Coupe transverse des chambres MRPC utilisées dans le détecteur TOF d'ALICE à gauche et pouvoir de séparation en masse du détecteur TOF à droite. Ces résultats ont été obtenus à partir des données $p-p$ à 900 GeV. . . . .	60
2.11	Coupe transverse des modules du HMPID à gauche et corrélation entre l'impulsion et l'angle du cône de lumière en fonction du type de particules chargées à droite. . . . .	60
2.12	Schéma d'un assemblage de cristaux du spectromètre de photons PHOS et d'un de ses cristaux de plomb de tungstène ( $PbWO_4$ ) à gauche et à droite pics du $\pi^0$ dans les distributions de masse invariante de paires de photons mesurés dans PHOS lors de la prise de données $p-p$ à 7 TeV. . . . .	61
2.13	Schéma du futur calorimètre DCAL [91] d'ALICE. . . . .	62
2.14	Vue en 3D du spectromètre à muons à gauche et affichage d'un événement $p-p$ de la prise de données à 900 GeV à droite. . . . .	63
2.15	Vue en 3D du détecteur FWD à gauche et acceptation en pseudo-rapacité des détecteurs vers l'avant à droite. . . . .	64
2.16	Le système HLT dans ALICE. Le HLT reçoit une copie des données des détecteurs et est pris en charge par la DAQ, comme un détecteur additionnel. . . . .	65
2.17	Configuration des détecteurs d'ALICE pendant la prise de données en collisions $p-p$ de 2009-2010. . . . .	66
2.18	Première vue des événements $p-p$ dans ALICE pour une énergie de 7 TeV. . . . .	67
2.19	Premières mesures en collisions $p-p$ à $\sqrt{s} = 2.36$ et 7 TeV réalisées par l'expérience ALICE. A droite la densité de particules chargées en fonction de la pseudo-rapacité, comparée à plusieurs Monte Carlo. A gauche, distribution de multiplicité des hadrons chargés par événement, comparée aux mesures des prédictions théoriques. . . . .	67
3.1	Les différents détecteurs et leur pouvoir d'arrêt pour différents types de particules. . . . .	70
3.2	Perte d'énergie des photons (à gauche) et des électrons (à droite) dans le plomb, en fonction de l'énergie incidente. . . . .	70
3.3	Représentation de la gerbe électromagnétique et des longueurs de radiation. . . . .	71
3.4	A gauche : le calorimètre électromagnétique dans ALICE. À droite une vue d'EMCAL [99]. . . . .	72
3.5	Un Super-Module d'EMCAL à gauche, 12 modules assemblés sous la forme d'un module en bande ou <i>strip-module</i> au milieu et une vue 3D d'un module, avec la forme trapézoïdale de la tranche à droite. Les dimensions sont en mm. . . . .	73
3.6	Vue de l'assemblage mécanique d'une tour d'EMCAL. . . . .	74
3.7	Module d'EMCAL, avec les fibres de verre reliant les scintillateurs aux APD sur chaque tour [99]. . . . .	75
3.8	Assemblage des modules d'EMCAL. A gauche : un module en compression avant sa fermeture. A droite : les modules disposés sur le banc avec les fibres optiques insérées. . . . .	76
3.9	Panneau supérieur : la mesure de température en fonction du temps. Panneau du milieu : amplitude du signal LED pour une tour donnée pour le même intervalle de temps. Panneau inférieur : amplitude du signal LED corrigé [100]. . . . .	78

3.10	Amplitude du signal LED en fonction de la température mesurée [100]. . . . .	78
3.11	Réponse de 384 tours EMCAL aux muons des rayonnements cosmiques avant (histogramme en pointillés) et après (histogramme complet) le calibrage de gain individuel. La courbe représente un ajustement par une gaussienne de l’histogramme complet [100]. . . . .	79
3.12	Photographie des modules utilisés pour les tests sous faisceau de 2007 au CERN-PS et SPS. . . . .	80
3.13	Efficacité du déclenchement cluster-EMCAL pour les $\pi^0$ dans des collisions $p$ - $p$ à 5.5 TeV pour trois facteurs de rejet. La taille du cluster est de $0.04 \times 0.04$ . La droite en pointillés montre une efficacité de 90%. . . . .	81
3.14	Résolution en énergie d’EMCAL pour des électrons en fonction de l’impulsion du faisceau incident [100]. La dispersion en énergie du faisceau a été soustraite du résultat mesuré. La courbe en pointillés représente la résolution obtenue à partir des simulations Monte Carlo. Les coefficients extraits de l’ajustement sont en pourcentage. . . . .	82
3.15	Résolution en énergie d’EMCAL pour des électrons en fonction de l’impulsion du faisceau incident pour des temps d’échantillonnage courts (cercles pleins) et longs (cercles ouverts), correspondant aux temps d’échantillonnage du signal d’EMCAL et de PHOS respectivement [100]. Les cercles ouverts sont artificiellement décalés vers la droite pour la visibilité. . . . .	82
3.16	La dépendance de la résolution en position en fonction de l’énergie déposée pour des électrons [100] dans EMCAL. La courbe montre le meilleur résultat de l’ajustement. Les triangles représentant la résolution pour la position $y$ sont artificiellement décalés vers la droite pour la visibilité. . . . .	84
3.17	En haut : La linéarité de la réponse pour une somme sur $3 \times 3$ cluster tours en fonction de l’énergie du faisceau incident. La ligne continue est un ajustement linéaire des données. En bas : Rapports entre l’ajustement linéaire et les données (cercles pleins) et entre l’ajustement par une fonction cubique et les données (cercles ouverts). La ligne pointillée est placée à l’unité, comme référence [100].	84
3.18	Réponse d’EMCAL aux hadrons (histogramme en traits pleins) et électrons (histogramme en pointillés) de 100 GeV, en fonction de leur énergie incidente [100]. . . . .	85
3.19	Exemple de signal obtenu sur $4 \times 4$ tours à partir d’un faisceau d’électrons de 80 GeV/c ciblé au centre. . . . .	86
3.20	Cas d’une distribution en impulsion : nombre de coups ADC en fonction du temps, obtenue sur une tour d’EMCAL pour un faisceau d’électrons de 80 GeV/c, en haut gain. L’ajustement, réalisé avec une fonction $\Gamma$ est superposé. En rouge : le signal, en noir : la fonction d’ajustement. . . . .	86
3.21	En haut : ajustement d’une distribution en impulsion par une fonction $\Gamma$ d’un faisceau d’électrons de 80 GeV/c pour une tour, en haut gain. En bas : la variable “Qualité” en fonction du temps. . . . .	87
3.22	Cas d’une tour où le signal en haut gain sature. . . . .	88
3.23	Corrélation haut gain - bas gain, avant la coupure (à gauche), et après la coupure (à droite). . . . .	89
3.24	Spectres de masse invariante du $\pi^0$ mesurés pour différents intervalles en $p_T$ pour les données des collisions $p$ - $p$ à 7 TeV. . . . .	90
3.25	Spectre de masse invariante du $\pi^0$ mesuré pour l’intervalle $3 < p_T < 8$ GeV/c, pour les données des collisions $p$ - $p$ à 7 TeV. . . . .	90
4.1	Collision schématique d’un proton et d’un anti-proton : underlying event (UE), radiation d’état initial (ISR), processus dur et radiation d’état final (FSR). . . . .	97
4.2	Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation, en fonction de l’énergie transverse du photon, générés avec PYTHIA pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	99
4.3	Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation avec isolement ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ), en fonction de l’énergie transverse du photon, prédits par PYTHIA, pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	99
4.4	Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation, en fonction de l’énergie transverse du photon, prédits par JETPHOX, pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	101
4.5	Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation avec isolement ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ), en fonction de l’énergie transverse du photon, prédits par JETPHOX, pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	101
4.6	Rapport des sections efficaces prédites par JETPHOX et PYTHIA, en fonction de l’énergie transverse du photon, pour les différents sous-processus de photons en collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	102



4.7	Rapport des sections efficaces prédites par JETPHOX et PYTHIA en fonction de l'énergie transverse du photon, pour les différents sous-processus de photons avec isolement ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) en collisions $p-p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapacité . . . . .	102
4.8	Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ ) à $\sqrt{s} = 10$ et 14 TeV au NLO en collisions $p-p$ à mi-rapacité, obtenues avec la PDF MSTW08, la FF BFGII et l'échelle théorique $\mu = p_T$ . . . . .	104
4.9	Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.2$ et $\epsilon = 0.1$ ) à $\sqrt{s} = 7, 10$ et 14 TeV au NLO en collisions $p-p$ à mi-rapacité, obtenues avec la PDF MSTW08, la FF BFGII et l'échelle théorique $\mu = p_T$ . . . . .	104
4.10	Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ ) à $\sqrt{s} = 2.76$ et 5.5 TeV au NLO en collisions $p-p$ à mi-rapacité, obtenues avec la PDF MSTW08, la FF BFGII et l'échelle théorique $\mu = p_T$ . . . . .	105
4.11	Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ ) à $\sqrt{s} = 14$ TeV au LO et au NLO en collisions $p-p$ à mi-rapacité. . . . .	106
4.12	Rapport des sections efficaces obtenues au NLO et des sections efficaces obtenues au LO pour les photons prompts isolés ( $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ ) à $\sqrt{s} = 14$ TeV en collisions $p-p$ . . . . .	106
4.13	Taux de production de photons prompts isolés ( $R = 0.2$ et $\epsilon = 0.1$ ) à $\sqrt{s} = 7$ TeV, en collisions $p-p$ à mi-rapacité, pour un mois de faisceau, à gauche à $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ( $L_{int}=1 \text{ pb}^{-1}$ ) et à droite pour 15 mois de faisceau à $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ( $L_{int}=15 \text{ pb}^{-1}$ ). . . . .	108
4.14	Taux de production de photons prompts isolés à $\sqrt{s} = 10$ TeV, en collisions $p-p$ à mi-rapacité, pour 8 mois de faisceau à $\mathcal{L} = 3.10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ( $L_{int}=24 \text{ pb}^{-1}$ ), à gauche pour $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ , et à droite pour $R = 0.2$ et $\epsilon = 0.1$ . . . . .	108
4.15	Taux de production de photons prompts isolés à $\sqrt{s} = 14$ TeV, en collisions $p-p$ à mi-rapacité, pour 8 mois de faisceau à $\mathcal{L} = 3.10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ( $L_{int}=24 \text{ pb}^{-1}$ ), à gauche pour $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ et à droite pour $R = 0.2$ et $\epsilon = 0.1$ . . . . .	109
4.16	Taux de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ ) en collisions $Pb-Pb$ à mi-rapacité, à gauche pour $\sqrt{s} = 2.76$ TeV avec $L_{equiv-pp} = 1 \text{ pb}^{-1}$ et à droite pour $\sqrt{s} = 5.5$ TeV, avec $L_{equiv-pp} = 20 \text{ pb}^{-1}$ . . . . .	110
4.17	Section efficace différentielle en $E_T$ de photons isolés mesurée par l'expérience CDF [66], à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, comparée à la section efficace JETPHOX, pour les échelles $\mu = E_T^\gamma$ à gauche, et rapport données/théorie correspondant à droite. L'incertitude systématique de la mesure est représentée par des bandes oranges. Les figures sont extraites de [107]. . . . .	111
4.18	Fonctions de distribution de gluons dans le proton, en fonction de la fraction d'impulsion du proton $x$ emportée par le gluon, à l'échelle $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . A gauche, en échelle linéaire et à droite en échelle log en $x$ [108]. . . . .	112
4.19	Plan cinématique en $(x, Q^2)$ sondé par les photons prompt produits en collisions $p-p$ et $p-\bar{p}$ , dans le domaine d'énergie $\sqrt{s} = 20-1400$ GeV, dans différentes expériences [107]. . . . .	113
4.20	Prédictions pour le spectre de photons isolés ( $R = 0.4$ et $\epsilon = 0.1$ ) en collisions $p-p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV et $y=0$ , pour trois paramétrisations de PDF différentes CTEQ6.6, MSTW08 et NNPDF1.2 [107]. . . . .	114
4.21	Différences relatives entre les spectres de photons isolés en $p-p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapacité obtenus avec JETPHOX en utilisant trois paramétrisations différentes de PDF : CTEQ6.6, MSTW08 et NNPDF1.2 [107]. . . . .	114
4.22	Différences relatives entre les spectres de photons isolés en $p-p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapacité obtenus avec JETPHOX en utilisant 10 répliques de la paramétrisation NNPDF1.2 [107]. . . . .	115
4.23	Différences relatives entre les spectres de photons isolés en $p-p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapacité obtenus avec JETPHOX en utilisant trois échelles théoriques, et MSTW08 [107]. . . . .	116
5.1	Distribution en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des particules dans l'acceptance : $\phi = 2\pi$ et $-2 < \eta < 2$ pour un évènement $p-p$ à 14 TeV extrait de simulations PYTHIA de $\gamma$ -jet simulées dans l'intervalle en $p_T$ [30-40] GeV/c, à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique. . . . .	120
5.2	Distribution en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des particules dans EMCAL : $1.4 < \phi < 3.2$ et $-0.7 < \eta < 0.7$ pour le même évènement $p-p$ , à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique. . . . .	121
5.3	Distribution en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des particules dans l'acceptance : $\phi = 2\pi$ et $-2 < \eta < 2$ pour un évènement $p-p$ à 14 TeV extrait de simulations PYTHIA de jet-jet simulées dans l'intervalle en $p_T$ de [35-41] GeV/c, à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique. . . . .	122

5.4	Distribution en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des particules dans EMCAL : $1.4 < \phi < 3.2$ et $-0.7 < \eta < 0.7$ pour le même évènement, à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique. . . . .	123
5.5	Distribution en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des agrégats EMCAL : $1.4 < \phi < 3.2$ et $-0.7 < \eta < 0.7$ pour un évènement $p$ - $p$ extrait de simulations de $\gamma$ -jet simulées dans l'intervalle en $p_T$ de [30-40] GeV/c. . . . .	124
5.6	Distribution en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des agrégats EMCAL : $1.4 < \phi < 3.2$ et $-0.7 < \eta < 0.7$ pour un évènement $p$ - $p$ extrait de simulations de jet-jet simulées dans l'intervalle en $p_T$ de [35-41] GeV/c. . . . .	125
5.7	Environnement de travail pour le traitement des données d'ALICE. . . . .	126
5.8	Efficacité d'identification des particules chargées dans différents détecteurs du système de trajectographie interne d'ALICE en fonction de l'impulsion transverse des particules [101]. . . . .	130
5.9	Efficacité d'association des traces pour les électrons et les pions chargés en collisions $p$ - $p$ . La figure est extraite de [101]. . . . .	130
5.10	Schéma d'une conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ dans le système de trajectographie. . . . .	131
5.11	Probabilité des photons de se convertir en une paire $e^+e^-$ dans les différents détecteurs devant EMCAL en fonction de la distance au point d'interaction. La figure est extraite de [99]. . . . .	132
5.12	Schéma de la désintégration d'un pion en deux $\gamma$ dans le référentiel du laboratoire. . . . .	133
5.13	Angle d'ouverture $\theta_{12}$ entre les photons du $\pi^0$ en fonction de l'énergie du $\pi^0$ , $E_{\pi^0}$ . La ligne continue représente l'angle minimal de désintégration. . . . .	134
5.14	Une gerbe électromagnétique formée par deux photons séparés d'une tour : ils touchent chacun le centre de deux cellules adjacentes d'un côté. . . . .	134
5.15	Efficacité d'identification des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ par notre modèle jouet en fonction de l'énergie du $\pi^0$ , basée sur un angle entre les deux photons de la taille de la cellule (à gauche) et de celle d'une demi-cellule (à droite). . . . .	135
5.16	Efficacité d'identification des $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ par notre modèle jouet en fonction de l'énergie du $\eta$ , basée sur un angle entre les deux photons de la taille de la cellule . . . . .	136
5.17	Cas d'une configuration où les deux photons du $\pi^0$ forment deux agrégats bien séparés et où l'analyse par masse invariante pourra être appliquée. . . . .	137
5.18	Distributions en masse invariante des paires de photons d'impulsion transverse $2.5 < p_T < 3.5$ GeV/c (à gauche) et $9 < p_T < 9.5$ GeV/c (à droite) pour des collisions $p$ - $p$ de biais minimum à $\sqrt{s} = 10$ TeV. La figure est extraite de [101]. . . . .	137
5.19	Gerbe électromagnétique et ses axes principaux. . . . .	138
5.20	Distributions en $\lambda_0^2$ pour des photons, $\pi^0$ et hadrons chargés, pour des agrégats dans EMCAL d'énergie 20, 40 et 48 GeV. Les photons sont représentés par la ligne continue, les pions neutres par les pointillés les plus larges et les pions chargés par les pointillés les plus serrés. La figure est extraite de [101]. . . . .	139
5.21	Efficacité (en haut) et pureté (en bas) d'identification des photons (à gauche) et $\pi^0$ (à droite), mergés dans des collisions $p$ - $p$ à 14 TeV réalisées avec PYTHIA. La figure est extraite de [101]. . . . .	140
5.22	Efficacité de PID des $\pi^0$ à partir de 30 GeV/c dans un environnement jet, en utilisant la méthode d'identification simple, reposant sur une simple coupure en $\lambda_0^2 > 0.25$ . . . . .	141
5.23	Fraction de photons isolés ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ), par rapport aux photons inclusifs, pour les composantes directe, fragmentation et totale, en fonction de l'énergie transverse du photon calculée avec PYTHIA, pour deux types de configurations : <i>Perugia hard</i> et <i>soft</i> , pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	143
5.24	Section efficace de $\pi^0$ isolés, en fonction de leur impulsion transverse calculée avec PYTHIA pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. En noir (traits pointillés) les sections efficaces obtenues pour les configurations de PYTHIA <i>hard</i> et <i>soft</i> et en rouge (traits pleins) la moyenne des deux. . . . .	144
5.25	Rapport des sections efficaces de $\pi^0$ isolés, pour les deux types de fonctions de fragmentation des jets dans PYTHIA : <i>Perugia hard</i> et <i>soft</i> , en fonction de leur impulsion transverse calculée pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	144
5.26	Fraction de photons isolés ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) sur inclusifs pour les différentes composantes, ainsi que de $\pi^0$ isolés, en fonction de leur impulsion transverse calculée avec PYTHIA pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	145
5.27	Sections efficaces de photons et de $\pi^0$ inclusifs, à gauche pour FF= <i>hard</i> et à droite pour FF= <i>soft</i> , en fonction de l'impulsion transverse, calculée avec PYTHIA pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	146



5.28	Sections efficaces de photons et de $\pi^0$ isolés ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ), à gauche pour FF= <i>hard</i> et à droite pour FF= <i>soft</i> , en fonction de l'impulsion transverse, calculée avec PYTHIA pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	147
5.29	Signal sur bruit (S/B) inclusif à gauche et signal sur bruit (S iso/B iso) avec coupures d'isolement ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) à droite, pour les configurations PYTHIA <i>hard</i> et <i>soft</i> , en fonction de l'impulsion transverse, calculés pour les collisions $p$ - $p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à mi-rapidité. . . . .	147
6.1	Représentation schématique de l'acceptance totale d'EMCAL, de l'acceptance fiduciaire utilisée (rectangle central), et du cône d'isolement placé sur les extrêmités supérieures de la zone fiduciaire. . . . .	154
6.2	Fraction d'agrégats photons qui viennent de photons qui se sont convertis, parmi tous les agrégats photons dénombrés dans EMCAL, dans une simulation de $\gamma$ -jet. . . . .	155
6.3	Fraction de photons isolés parmi les photons identifiés photons et réellement photons dans une simulation de $\gamma$ -jet. Les petites pertes sont dues à l'UE (réglage PYTHIA D6T ici). . . . .	156
6.4	Spectres reconstruits de photons directs des $\gamma$ -jets (à gauche) et les photons de fragmentation des jet-jet (à droite), en fonction de leur impulsion transverse, représentés avec leur ajustement. Les points représentent le signal reconstruit ; les courbes, les ajustements et l'histogramme échantillonné est représenté en couleurs. . . . .	157
6.5	Spectre final du signal reconstruit (à gauche) : clusters de photons directs et de fragmentation isolés en collisions $p$ - $p$ à 14 TeV et spectre final du bruit reconstruit (à droite) : clusters de $\pi^0$ isolés, en collisions $p$ - $p$ à 14 TeV. Les points représentent le bruit des $\pi^0$ isolés reconstruits ; la courbe, l'ajustement et l'histogramme échantillonné est représenté en couleurs. . . . .	158
6.6	Spectres reconstruits de Signal de photons prompts isolés (triangles verts), Bruit (carrés bleus) et de Signal-plus-bruit (cercles rouges) superposés, en fonction de leur impulsion transverse, pour des simulations de collisions $p$ - $p$ à 14 TeV, à mi-rapidité. . . . .	159
6.7	Signal sur bruit (S/B) reconstruit avec coupures d'isolement ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) obtenu par des simulations de collisions $p$ - $p$ à 14 TeV, à mi-rapidité. Les points représentent le rapport réel des spectres reconstruits de signal et de bruit isolés sans échantillonnage Signal-plus-Bruit, l'histogramme échantillonné en couleur représente le rapport des histogrammes échantillonnés de signal et de bruit et la courbe représente l'ajustement. . . . .	159
6.8	$p(\gamma \gamma)$ : Efficacité d'identification des photons dans le signal (Gamma-Jet). . . . .	161
6.9	$p(\gamma \pi^0)$ : Contamination de l'identification des photons par les $\pi^0$ identifiés comme photons. La courbe est un ajustement exponentiel aux points reconstruits. . . . .	161
6.10	Probabilité de conversion des photons dans la TPC et l'ITS, obtenue durant la prise de données à 7 TeV. . . . .	163
6.11	Efficacité de reconstruction des photons $\epsilon_{reco}$ dans EMCAL (à gauche) et efficacité de reconstruction des photons dans EMCAL, sachant qu'ils ne se sont pas convertis (à droite). . . . .	163
6.12	Probabilité d'isoler les vrais photons isolés en tenant compte des pertes dues à l'UE. . . . .	164
6.13	Résolution en énergie absolue d'EMCAL en fonction du $p_T$ du photon. Les lignes en traits indiquent les séparations des intervalles en $p_T$ du spectre associés. . . . .	165
6.14	Section efficace de Signal-plus-Bruit (photons prompts et $\pi^0$ isolés), corrigée par $A \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{iso}$ en collisions $p$ - $p$ à 14 TeV. . . . .	166
6.15	Section efficace PYTHIA de $\pi^0$ isolés (obtenue avec la FF parton $\rightarrow \pi^0$ <i>hard-soft</i> moyennée, cf figure 5.24) en collisions $p$ - $p$ à 14 TeV, multipliée par la probabilité d'identifier des $\pi^0$ isolés comme des photons isolés. . . . .	167
6.16	Section efficace finale complètement corrigée de photons prompts isolés, obtenus par des simulations $p$ - $p$ à 14 TeV, à mi-rapidité. Les barres d'erreur statistiques correspondent à une luminosité intégrée de $24 \text{ pb}^{-1}$ . . . . .	167
6.17	Ajustement du spectre final reconstruit et complètement corrigé de photons isolés, par une fonction de Hagedorn (cf équation 6.22, courbe en tiretée). Les courbes supérieure et inférieure correspondant aux incertitudes sur la section efficace (axe $y$ ) propagées en considérant une imprécision de $\pm 3\%$ sur l'échelle $p_T$ (axe $x$ ) du spectre. . . . .	169
6.18	Incertainitudes relatives sur le spectre en $p_T$ de photons isolés, propagées en tenant compte d'une erreur de calibration de l'énergie d'EMCAL de $\pm 1\%$ (à gauche), $\pm 3\%$ (au centre) et $\pm 5\%$ à droite. . . . .	169
6.19	Incertainitude systématique due au choix de la FF de la section efficace de $\pi^0$ isolés. . . . .	170

6.20	Comparaison du spectre de photons isolés ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) complètement corrigé obtenu à la section efficace invariante PYTHIA de photons isolés en collisions $p$ - $p$ à mi-rapacité (en haut) et rapport données/théorie au LO (en bas). Les points mesurés sont représentés avec leurs erreurs statistiques. La bande en pointillés correspond aux erreurs systématiques propagées sur le spectre. La configuration pour l'Underlying Event et la fonction de fragmentation utilisée est D6T et CTEQ4L pour la distribution partonique. . . . .	172
6.21	Comparaison du spectre de photons isolés ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) complètement corrigé obtenu à la section efficace invariante JETPHOX de photons isolés en collisions $p$ - $p$ à mi-rapacité (en haut) et rapport données/théorie au NLO (en bas). Les points mesurés sont représentés avec leurs erreurs statistiques. La bande en pointillés correspond aux erreurs systématiques propagées sur le spectre. La distribution partonique utilisée dans JETPHOX est MSTW08. . . . .	173
A.1	Angles azimutal $\phi$ et polaire $\theta$ par rapport à l'axe $z$ de collision entre deux protons. . . . .	179



# Liste des tableaux

1.1	Résumé des différentes mesures de photons prompts et photons prompts isolés en collisions $p$ - $p$ et $p$ - $\bar{p}$ . Pour chaque (1) réaction, nous donnons (2) le nom de la collaboration/expérience, (3) l'énergie dans le centre de masse, (4) la référence bibliographique, (5) le domaine en rapidité, (6) la gamme en $p_T$ mesurée, (7) le nombre total de points, (8) les critères d'isolement utilisés. . . . .	45
2.1	Caractéristiques nominales des faisceaux de protons et de plomb au LHC. . . . .	54
2.2	Comparatif des principaux collisionneurs $p$ - $p$ et $p$ - $\bar{p}$ . . . . .	56
3.1	Paramètres physiques principaux du calorimètre EMCAL. . . . .	74
3.2	Résumé des paramètres de lecture d'EMCAL. . . . .	75
3.3	Les différents paramètres des faisceaux d'essai, au FNAL et au CERN. . . . .	80
3.4	Principales différences entre les calorimètres PHOS et EMCAL. . . . .	91
3.5	Comparaison entre les caractéristiques des calorimètres électromagnétiques de CMS, ATLAS et ALICE (PHOS, EMCAL et DCAL). . . . .	93
4.1	Luminosités intégrées, taux de photons et $p_{T \max}$ pour les $\gamma$ isolés ( $R = 0.4$ , $\epsilon = 0.1$ ) attendus pour différents scénarios au LHC pour des collisions $p$ - $p$ et $Pb$ - $Pb$ . . . . .	110
4.2	Luminosités intégrées, taux de photons et $p_{T \max}$ pour les $\gamma$ isolés ( $R = 0.2$ , $\epsilon = 0.1$ ) attendus pour différents scénarios au LHC pour des collisions $p$ - $p$ . . . . .	111
5.1	Liste des particules dans EMCAL pour un évènement $\gamma$ -jet donné. . . . .	121
5.2	Liste des clusters dans EMCAL dans un évènement jet-jet, de leur énergie, du nombre de cellules qu'ils touchent, du nombre de particules qu'ils contiennent et enfin de leur identité Monte Carlo. . . . .	125
6.1	Liste des différentes incertitudes systématiques, ordonnées par ordre d'importance, sur les termes intervenant dans le calcul de la section efficace différentielle en $p_T$ de photons isolés. . . . .	171



# Introduction

Le nouvel accélérateur de particules, le *Large Hadron Collider* (LHC), au CERN, vient de voir le jour et déjà, depuis fin 2009, il fournit des collisions hadroniques, de proton-proton ( $p-p$ ), à des énergies dans le centre de masse encore jamais atteintes auparavant. Il offre ainsi de nombreuses perspectives de recherche en physique des hautes énergies encore inexploitées. Plusieurs expériences, en son sein, sont chargées, à ces énergies, de re-démontrer, re-caractériser les particules et interactions fondamentales déjà connues et définies dans le Modèle Standard, ou de mettre en évidence de nouvelles propriétés ou encore de découvrir de nouvelles particules.

L'un des objectifs du LHC est de caractériser la théorie de l'interaction forte, la Chromodynamique Quantique (QCD), le secteur du Modèle Standard qui décrit l'interaction des quarks et des gluons dans le proton. L'étude des propriétés de la QCD via les collisions  $p-p$  se fait par diverses observables expérimentales. Il est une sonde que nous distinguons dans ce travail de thèse. Il s'agit de la production de photons prompts, de grande impulsion transverse. Nous montrerons que l'étude de la production de photons prompts dans les collisions hadroniques à grande énergie est tout d'abord un outil essentiel pour étudier le formalisme de la QCD perturbative (pQCD). Cette étude en collisions  $p-p$  a également comme objectif de servir de référence "dans le vide" aux mesures de photons en collisions Plomb-Plomb,  $Pb-Pb$ . Finalement, nous montrerons qu'elle est un moyen de contraindre des distributions partoniques des gluons à petit  $x$ .

ALICE est l'expérience du LHC dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ( $Pb-Pb$ ) pour caractériser le comportement de la QCD à de très grandes densités d'énergie. Mais l'expérience doit aussi mesurer les mêmes observables dans les collisions proton-proton, qui serviront de référence à l'étude des collisions  $Pb-Pb$ . EMCAL, le calorimètre électromagnétique d'ALICE se chargera de détecter, parmi d'autres particules, les photons issus de la collision.

L'étude menée sur les photons prompts est toutefois entachée d'un large bruit de fond provenant de la désintégration du pion neutre  $\pi^0$  en deux photons. Nous montrons dans cette thèse qu'imposer des coupures d'isolement sur les photons permet de s'affranchir d'une partie non-négligeable de ces pions neutres et nous présentons ensuite la méthode choisie ici pour soustraire le bruit de fond restant, dû aux  $\pi^0$  isolés. Une étude complète et détaillée de la production de photons isolés et de la mesure de la section efficace différentielle en  $p_T$  de photons isolés est menée dans cette thèse.

Dans le premier chapitre, nous posons le contexte physique de la production de photons prompts, ainsi que de photons isolés, en collisions proton-proton à grande énergie. Le formalisme de production de photons de haute impulsion transverse est discuté, en détaillant l'historique de la théorie de l'interaction forte, du modèle des partons à la chromodynamique quantique. Les différentes sources de photons sont détaillées, ainsi que le calcul de leur section efficace dans le cadre de la QCD perturbative. Nous expliquons pourquoi l'utilisation de coupures d'isolement est importante. Et enfin, un historique complet des mesures expérimentales de photons prompts et de photons isolés est présenté.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le LHC et l'expérience ALICE. Les caractéristiques du LHC, en regard des autres collisionneurs, sont présentées. Les différents détecteurs de l'expérience seront brièvement décrits et un résumé des premiers résultats d'ALICE est présenté.

Ce troisième chapitre décrit le calorimètre électromagnétique d'ALICE, EMCAL. Les principes de la calorimétrie sont rappelés et une présentation générale du calorimètre (mécanique, électronique de lecture et d'étalonnage) est ensuite faite. Les performances physiques d'EMCAL sont discutées, et, la phase de construction des modules finals du détecteur ayant été précédée par la construction et les tests en faisceau de modules prototypes, nous décrivons ces tests sous faisceau et leur apport en termes de performances. Nous montrons pour finir une comparaison d'EMCAL avec les autres calorimètres du LHC.

Nous présentons, dans le chapitre 4, des prédictions théoriques concernant la production de photons isolés. Une étude comparative de deux générateurs d'évènements, PYTHIA (au LO) et JETPHOX (au NLO), est montrée, en termes de taux de production de photons prompts et de photons isolés. Nous présentons dans ce chapitre des estimations de sections efficaces et de taux de photons attendus au LHC pour les premières années de prises de données. Enfin, une étude permettant de tester la sensibilité du spectre de photons isolés aux distributions partoniques dans le proton sera menée.

Le cinquième chapitre présente la reconstruction, ainsi que l'identification et l'isolement des photons et des  $\pi^0$  dans EMCAL. Nous décrivons comment s'effectue la reconstruction des photons, en détaillant les différentes étapes, ainsi que le rejet des particules constituant un bruit de fond. L'identification à proprement parler est introduite, en termes de discrimination photons- $\pi^0$ . La dernière étape de l'identification consistant à utiliser des coupures d'isolement, indispensable à l'identification complète des photons prompts, est ensuite abordée.

Finalement, dans le dernier chapitre, nous décrivons en détail la mesure de la section efficace différentielle en  $p_T$  des photons prompt isolés. Le chapitre commence par la description détaillée de la méthode utilisée, ainsi que des simulations et coupures utilisées, pour le signal et le fond. Les étapes successives d'obtention du spectre corrigé de photons isolés, en passant par le calcul des différentes corrections d'efficacité, jusqu'à la soustraction du bruit de fond, sont détaillées. Les incertitudes systématiques, propagées sur le spectre final, sont montrées. Enfin, dans une dernière partie, nous comparons cette section efficace corrigée aux prédictions théoriques.

# Contexte physique : les photons prompts et leur isolement

## Plan

---

<b>1.1</b>	<b>Formalisme de production des photons prompts</b>	<b>24</b>
1.1.1	La diffusion profondément inélastique et le modèle des partons	24
1.1.2	La production de photons directs	26
1.1.3	La factorisation	26
1.1.4	La chromo-dynamique quantique	27
1.1.5	Les photons de fragmentation	30
1.1.6	Production de photons prompts au premier ordre et à l'ordre suivant	31
1.1.7	Sections efficaces en collisions $p$ - $p$ et $Pb$ - $Pb$	35
<b>1.2</b>	<b>Le bruit de fond des pions neutres</b>	<b>36</b>
<b>1.3</b>	<b>L'isolement des photons prompts dans les collisions <math>p</math>-<math>p</math></b>	<b>38</b>
1.3.1	Pourquoi l'isolement ?	38
1.3.2	Description de la méthode	38
1.3.3	Influence de l'isolement sur la section efficace de photons prompts	38
<b>1.4</b>	<b>Historique des mesures de photons</b>	<b>39</b>
1.4.1	Les mesures de photons prompts et photons isolés en $p$ - $p$ et $p$ - $\bar{p}$	39
1.4.2	Leçons pour ALICE	47

---

## Résumé

*D*ans ce chapitre, nous situons le sujet dans le contexte physique de la production de photons prompts, ainsi que de photons isolés, en collisions proton-proton à grande énergie. Nous discuterons d'abord du formalisme de production de photons de haute impulsion transverse, en détaillant l'historique de la théorie de l'interaction forte, du modèle des partons à la chromodynamique quantique. Nous expliciterons les différentes sources de photons qui interviennent et indiquerons comment calculer leur section efficace. Par la suite, nous expliquerons pourquoi l'utilisation de coupures d'isolement est importante. Et enfin, l'historique des mesures expérimentales de photons prompts et de photons isolés sera présenté.



## 1.1 Formalisme de production des photons prompts de grande impulsion transverse en collisions $p$ - $p$

L'étude de la production des photons en collisions hadroniques à grande énergie, expérimentalement difficile, est relativement récente, les premiers résultats expérimentaux ayant été obtenus en 1976 [1]. Depuis cette date, de nombreuses expériences ont entrepris l'étude de ce processus. Ces développements expérimentaux sont liés à l'essor de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD), la théorie de l'interaction forte. En effet, bien que le photon soit le quantum de l'interaction électromagnétique, la production de photons prompts, peut être, comme nous le verrons, un révélateur d'une collision élémentaire qui met en jeu l'interaction forte. Au cours de cette partie, nous allons rappeler quelques propriétés de la théorie qui décrit cette interaction et la façon dont elle a été introduite.

### 1.1.1 La diffusion profondément inélastique et le modèle des partons

En 1969, Feynman développa le modèle des partons [2], afin d'interpréter les résultats de diffusion profondément inélastique électron-nucléon (DIS : *Deep Inelastic Scattering*), obtenus à SLAC [3], dans lesquels un excès d'électrons diffusés à grand angle est observé. Dans ce modèle, les hadrons sont constitués de composants ponctuels, les partons. L'interaction électron-nucléon procède par échange d'un photon entre l'électron et un seul des partons, indépendamment des autres. La section efficace d'interaction est calculable dans le cadre de l'électrodynamique quantique (QED : *Quantum Electro-Dynamics*). Elle dépend de la fraction d'impulsion du nucléon  $x$  emportée par le parton qui interagit avec l'électron. Le modèle des partons permet donc d'expliquer les collisions électron-proton ( $e^- - p$ ) en décomposant la section efficace en somme d'interactions plus fondamentales. Ce modèle a été appliqué avec succès aux diffusions profondément inélastiques  $e^- p$  par Bjorken et Pachos [4], avant d'être appliqué aux collisions proton-proton ( $p$ - $p$ ). Nous ne retracerons pas ici toute la démarche, mais nous présenterons d'abord succinctement les collisions  $e^- p$ , pour ensuite étendre le concept aux collisions  $p$ - $p$ .

#### Présentation du modèle des partons

Le proton n'est pas une particule élémentaire, il est composé de partons (quarks et gluons). Chaque parton prend une fraction  $x$  (variable de Bjorken) de l'impulsion du proton. La diffusion d'un lepton sur un nucléon peut être vue comme la diffusion élastique du lepton sur un parton chargé (quark ou anti-quark), qui peut être considéré comme une particule libre à l'intérieur du proton. Cela n'est valable que si la virtualité  $Q^2$ , qui est reliée à l'impulsion transférée lors de l'interaction, est grande (cf partie suivante). La figure 1.1 montre l'interaction DIS dans le modèle des partons, avec ici  $Q^2 = -q^2$ , où  $q$  est la quadri-impulsion du photon échangé. Le photon virtuel émis par l'électron à haute énergie est absorbé par le nucléon, qui se casse en hadrons. Le postulat de base consiste à décrire l'interaction  $\gamma^*$ -proton en termes d'interaction  $\gamma^*$ -parton, puisque le photon très virtuel ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ ) a un pouvoir de résolution très élevé<sup>1</sup> et peut donc "voir" les constituants du proton. L'interaction électron-hadron se réduit donc à une interaction électron-parton.

Dans ce modèle, la distribution de la fraction d'impulsion, notée  $F(x)$ , des différents partons, à l'intérieur d'un hadron, est universelle, c'est-à-dire indépendante du processus étudié. Elle est de plus indépendante de l'énergie échangée lors de la collision : c'est une manifestation de l'invariance d'échelle.

#### Production de photons dans le cadre du modèle des partons

Par extension, ce modèle permet de décrire les interactions à grande énergie entre hadrons (telles que proton-proton) comportant un grand transfert d'impulsion, comme résultant d'une interaction entre partons. Ainsi, de façon analogue à DIS, la production de photons de grande impulsion transverse (dont la cinématique est résumée dans l'annexe A) en collisions proton-proton, est envisageable dans le cadre du modèle des partons, comme schématisé sur la figure 1.2.

Lors d'une collision proton-proton, un parton du proton 1 interagit avec un parton du proton 2. Il y a alors diffusion des particules élémentaires, parton sur un parton, ce qui peut donner en voie de sortie un photon, émis directement lors de cette interaction et un autre parton émis dans le sens opposé, qui résulte en un jet de hadrons. Dans le paragraphe suivant, nous détaillons les mécanismes de production de ces photons dits **photons directs**.

1. Comme  $Q = \hbar c/R$ , avec  $\hbar c \approx 0.2 \text{ GeV fm}$ , un photon de basse virtualité peut sonder des particules de la taille d'un proton (rayon  $R \approx 1 \text{ fm}$ ) et un photon de  $Q > 1 \text{ GeV}$  peut sonder les partons à l'échelle  $R > 0.2 \text{ fm}$

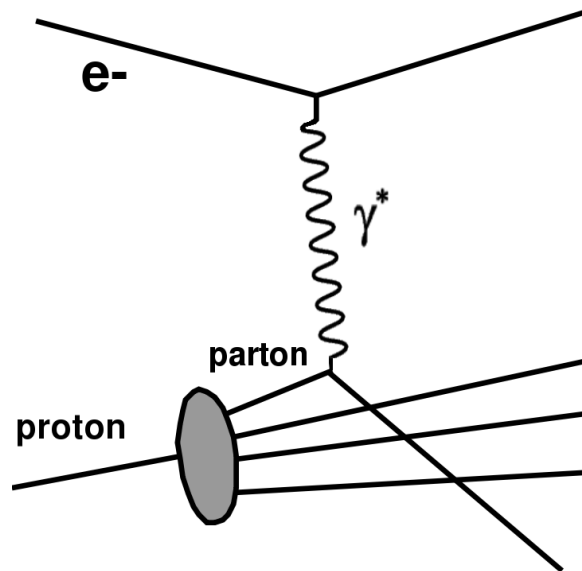


FIGURE 1.1 – Interaction entre un électron et un proton (DIS) dans le modèle des partons : l'électron interagit avec un quark par l'intermédiaire d'un photon virtuel.

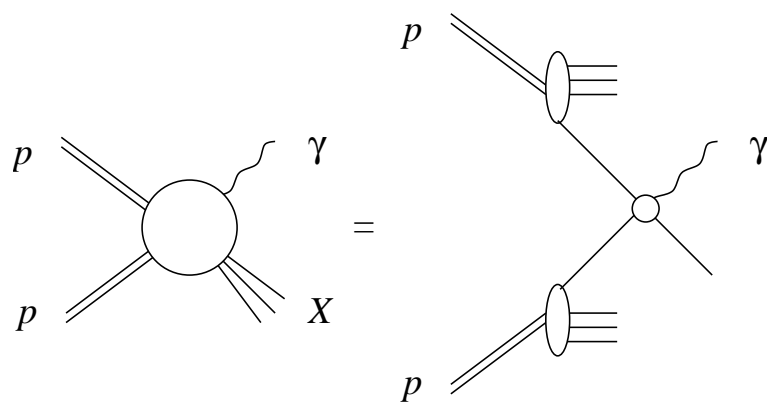


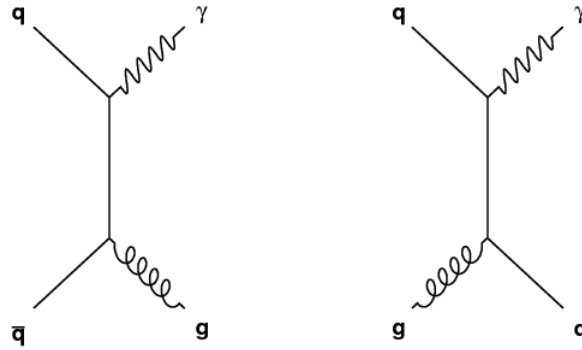
FIGURE 1.2 – Collision  $p$ - $p$  donnant un photon, dans le modèle des partons : les partons 1 et 2 issus des protons 1 et 2 participent au sous-processus dur.

### 1.1.2 La production de photons directs

Les collisions inélastiques qui permettent la création de photons en collisions  $p-p$  s'écrivent :

$$p + p \rightarrow \gamma + X \quad (1.1)$$

où  $X$  dénote l'ensemble des autres particules produites dans la réaction.



**FIGURE 1.3** – Diagrammes de production de photons directs. A gauche, le processus d'annihilation quark anti-quark :  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$  et à droite le processus Compton :  $g + q \rightarrow \gamma + q$ .

Les photons directs, émis de la diffusion dure, proviennent de deux processus distincts au premier ordre (voir figure 1.3) :

- La diffusion dite Compton :  $g + q \rightarrow \gamma + q$
- L'annihilation quark anti-quark :  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$

Ces photons sont émis directement des processus parton-parton durs ; ils possèdent ainsi une grande impulsion transverse. Ils sont produits au premier ordre de la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_s$  et électromagnétique  $\alpha$  (c'est-à-dire qu'ils sont d'ordre  $\alpha\alpha_s$ ).

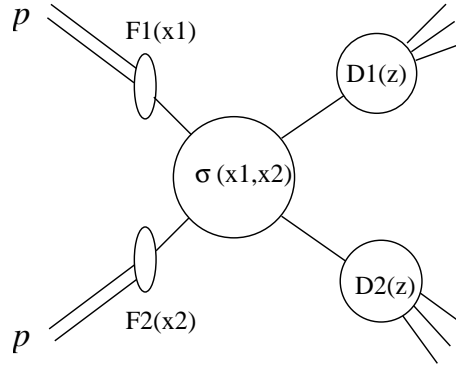
Une caractéristique de la production de photons directs est que cette production ne peut avoir lieu (à l'ordre  $\alpha\alpha_s$ ) sans la présence d'un gluon. Le processus Compton comporte un gluon dans l'état initial, le processus d'annihilation un gluon dans l'état final. L'étude de la production de photons directs peut donc permettre d'avoir accès aussi bien à la fonction de structure du gluon (Compton), qu'à sa fonction de fragmentation (annihilation). Dans le chapitre 4, nous reviendrons sur ces processus plus en détail, afin de savoir s'ils sont comparables, en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision, de l'impulsion transverse du photon produit.

### 1.1.3 La factorisation

La propriété importante intrinsèque au modèle des partons est que les processus de diffusion se factorisent en trois étapes indépendantes : distribution de partons dans l'état initial, diffusion dure parton-parton et fragmentation des partons sortants en hadrons. La section efficace du processus procède donc par multiplication de trois facteurs (voir figure 1.4) : les distributions partoniques (ou PDF, pour *Parton Distribution Functions*) à l'intérieur du proton par la section efficace du processus élémentaire et par des fonctions de fragmentation (FF pour *Fragmentation Functions*).

Schématiquement :

$$\sigma^{H1H2} = \sum \int dx_1 dx_2 F_1(x_1) F_2(x_2) \sigma(x_1, x_2) D_1(z) D_2(z) \quad (1.2)$$



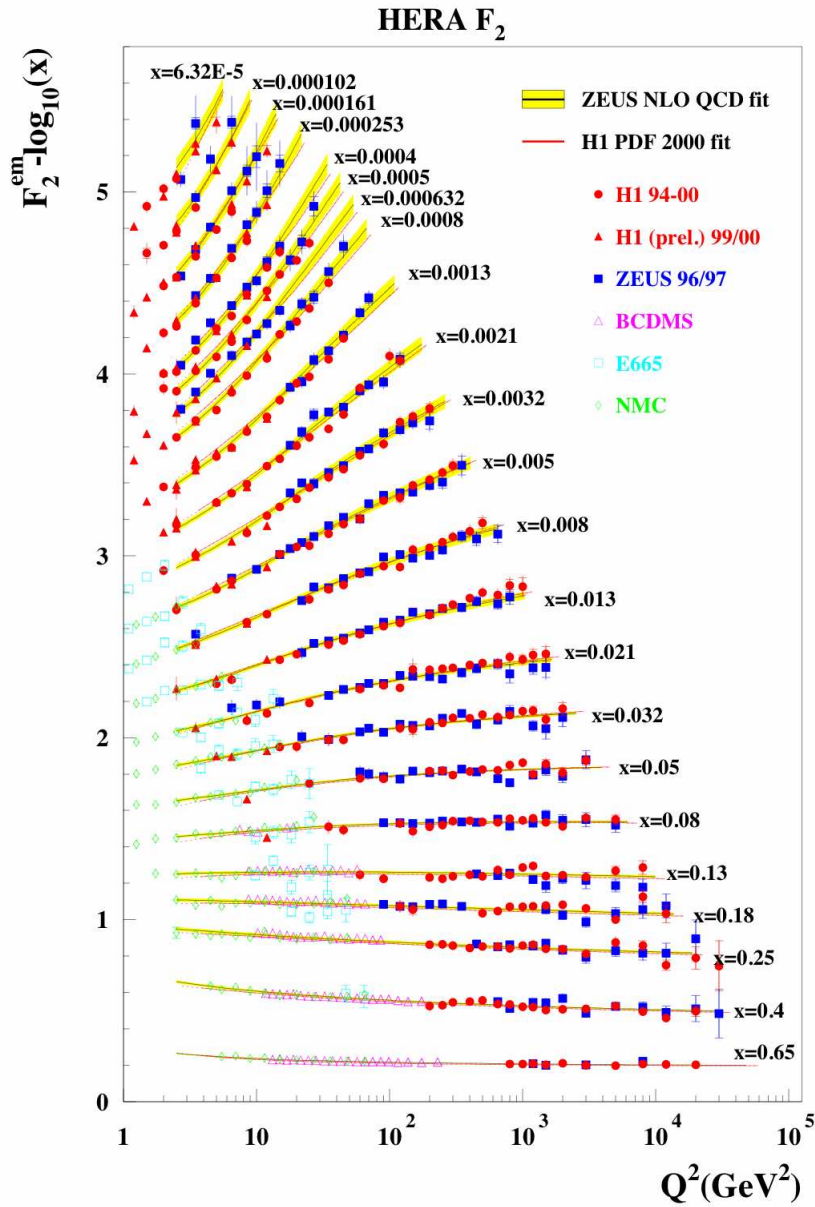
**FIGURE 1.4** – Collision  $p$ - $p$  dans le modèle des partons :  $F(x)$  représente la distribution de partons dans le proton,  $\sigma(x_1, x_2)$  représente la section efficace différentielle pour le sous-processus  $2 \rightarrow 2$  et  $D(z)$  la distribution des hadrons, de fraction d’impulsion  $z$ , provenant de la fragmentation des partons.

où  $\sigma^{H_1, H_2}$  est la section efficace d’interaction entre les hadrons 1 et 2 et  $\sigma(x_1, x_2)$  est la section efficace d’interaction dure entre les partons 1 et 2. Les fonctions  $F_1(x_1)$  et  $F_2(x_2)$  sont les distributions partoniques du parton 1 dans le hadron 1 et du parton 2 dans le hadron 2 respectivement, c’est-à-dire la probabilité de trouver dans le hadron 1 un parton de type 1 (soit quark, anti-quark ou gluon) portant la fraction  $x_1$  de l’impulsion du hadron, et de même pour le hadron 2. Les fonctions  $D_1(z)$  et  $D_2(z)$  symbolisent les fonctions de fragmentation du parton 1 et 2 respectivement en hadrons et/ou en photons emportant une fraction  $z = p_{T, \text{hadron, photon}} / p_{T, \text{parton}}$  de l’impulsion du parton produit. Dans le modèle des partons, les distributions partoniques sont invariantes d’échelle, c’est-à-dire indépendantes des variables dimensionnées de Mandelstam  $s, t, u$ . Le modèle des partons suppose aussi que toutes les variables  $s, t$  et  $u$  sont grandes comparées à l’échelle de masse des hadrons ( $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ ).

Cependant, si l’invariance d’échelle est bien vérifiée en collisions DIS pour les valeurs d’impulsion fractionnaire des partons  $x \gtrsim 0.1$ , ce n’est pas le cas à plus petit  $x$ , où une violation logarithmique (en  $\ln(Q^2)$ ) est clairement visible. Les données combinées de nombreuses expériences permettent de couvrir un très grand domaine en  $x$  :  $6.3 \cdot 10^{-5} < x < 0.85$  et en  $Q^2$  :  $0.3 < Q^2 < 30000 \text{ [GeV}^2\text{]}$ . Les résultats des PDF de protons mesurées en fonction de  $Q^2$  auprès du collisionneur HERA [5], par les expériences ZEUS et H1 montrent clairement cette violation de l’invariance d’échelle (figure 1.5). L’hypothèse à la base du modèle des partons, selon laquelle les distributions partoniques sont fixées à une valeur  $x$  donnée, est donc une simplification trop drastique. Il est nécessaire de prendre en compte les processus de rayonnement et embranchement partoniques, décrits par la chromodynamique quantique, pour rendre compte de la violation d’invariance d’échelle.

#### 1.1.4 La chromo-dynamique quantique

La théorie de la QCD introduit des corrections au modèle des partons. Ces corrections permettent d’expliquer par exemple les violations d’invariance d’échelle observées dans les expériences de DIS. Le modèle des partons “corrigé” prend en compte le fait qu’il peut y avoir des corrections radiatives, c’est-à-dire que le parton peut émettre un gluon ou se diviser en une paire quark-antiquark avant d’interagir, en contradiction avec le caractère ponctuel du modèle “naïf” des partons. Le modèle des partons est donc à l’origine de la description des interactions fortes par la chromo-dynamique quantique. Cette dernière est une théorie de jauge locale, dont la symétrie est décrite par le groupe SU(3) de couleur. En effet les quarks, en plus d’exister sous plusieurs saveurs, existent aussi sous trois couleurs. La couleur est un nombre quantique. Typiquement, dans un hadron, les quarks vont porter des couleurs différentes (“rouge”, “bleu” ou “vert”), de façon à former une particule “blanche” (en analogie avec les couleurs primaires en optique). Les interactions de QCD sont décrites par des champs de matière (fermions), les quarks, triplets de couleur et les vecteurs de l’interaction (bosons), les gluons, octets de couleur. L’existence des gluons à l’intérieur du nucléon avait été suggérée par les mesures des expériences de diffusion profondément inélastique. La probabilité  $F(x)$ , pour les partons chargés électriquement que sont les quarks, qui seuls interagissent dans les collisions électron-nucléon, ne dépasse pas la moitié de l’impulsion du nucléon. L’autre moitié est donc emportée



**FIGURE 1.5** – Fonctions de structure  $F_2$  du proton mesurée en diffusion positron sur proton lors de l'expérience HERA, pour  $6 \cdot 10^{-5} < x < 0.65$ , en fonction de l'échelle d'énergie  $Q^2$ . La figure est extraite de [5].

par des constituants neutres, les gluons. Leur existence directe fut confirmée expérimentalement par des processus à 3-jets observés dans les collisions  $e^+e^-$  en 1978 [6].

Le formalisme de QCD a été établi d'une façon semblable à celui de l'électrodynamique quantique (QED), avec son propre lagrangien, et sa propre constante de couplage,  $\alpha_s$ . En QED, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\Psi}(\not{D} - m)\Psi \quad (1.3)$$

et la constante de couplage vaut  $\alpha_{QED} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ . Le premier terme représente le terme cinétique du champ électromagnétique dans le vide, donné par le produit des tenseurs de Maxwell  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ , où le potentiel  $A_\mu$  représente le champ du photon. Le deuxième terme décrit l'interaction entre électron (représenté par le spineur  $\Psi$ ) et photon dont le champ apparaît dans la "dérivée covariante"  $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$  (la charge  $e$  est directement reliée à la constante de couplage comme indiqué plus haut), introduite pour garantir l'invariance de jauge du lagrangien de la théorie.

En QED, le photon, non chargé électriquement, n'interagit pas avec lui-même, au premier ordre. Par contre en QCD, la théorie est appelée non-abélienne car les champs de jauge sont eux-mêmes colorés et les gluons interagissent entre eux. De façon analogue, en QCD, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu} + \bar{\Psi}(\not{D} - m)\Psi \quad (1.4)$$

et la constante de couplage est  $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$ . Ici, le terme cinétique comprend en plus l'interaction entre gluons (qui n'existe pas entre photons dans la QED) donnée par les tenseurs  $G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - gf^{abc}G_\mu G_\nu$  formés à partir du potentiel des gluons ( $G_\mu$ ). Le deuxième terme comprend l'interaction quark-gluon (les gluons entrant, comme dans toute théorie invariante de jauge, dans la dérivée covariante), plus le terme de masse pour les quarks.

Un des concepts fondamentaux du lagrangien de la QCD est celui de la liberté asymptotique, prédit en 1973 par Gross, Wilczek et Politzer [7] : le couplage entre les quarks et les gluons diminue quand ils sont proches les uns des autres et augmente si la distance entre eux tend à augmenter. A très courte portée, les quarks et gluons interagissent comme dans une théorie quasi-libre, tandis qu'à des échelles plus grandes (échelle de la masse des hadrons :  $m \leq 1 \text{ GeV}/c^2$ ), ils sont très fortement confinés dans les hadrons. Ainsi, on ne peut pas observer de quarks libres dans la nature. Gross, Wilczek et Politzer reçurent le prix nobel de physique en 2004 pour ces travaux. La liberté asymptotique, dans la QCD, est déterminée quantitativement par la dépendance de la constante de couplage  $\alpha_s$  en fonction de l'énergie transférée. Elle est représentée sur la figure 1.6, en fonction de l'échelle d'énergie. L'équation suivante présente la forme que prend  $\alpha_s$  dans la limite  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$  à l'ordre dominant :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (1.5)$$

$\Lambda_{QCD}$  est l'échelle de la QCD. C'est un paramètre de la théorie, déterminé par l'expérience. Les études récentes situent sa valeur entre 0.2 et 0.3 GeV [9].  $N_f$  est le nombre de saveurs disponibles à une énergie donnée ( $N_f = 2, \dots, 6$ ) explicitées dans [10]. Plus  $Q^2$  augmente, plus  $\alpha_s$  devient petit : les quarks sont vus comme des particules quasi-libres (figure 1.6). A grand  $Q^2$ , quand  $\alpha_s$  est petit, l'interaction entre partons est faible. On peut alors traiter les corrections radiatives en QCD perturbative. L'échelle d'énergie  $Q^2$  est donc à prendre en compte dans les calculs puisque l'interaction entre les quarks et les gluons dans le nucléon dépend directement de sa valeur.

Finalement les distributions partoniques évoquées plus haut,  $F_1(x_1)$  et  $F_2(x_2)$ , vont dépendre également de  $Q^2$  en théorie de l'interaction forte. Elles s'écriront alors  $F_1(x_1, Q^2)$  et  $F_2(x_2, Q^2)$ . La section efficace d'interaction entre un parton 1 et un parton 2 d'un hadron 1 et 2 respectivement s'écrira d'une façon générale comme :

$$\sigma^{H1H2} = \sum \int dx_1 dx_2 F_1(x_1, Q^2) F_2(x_2, Q^2) \sigma(x_1, x_2, Q) \quad (1.6)$$

Les fonctions de distribution partoniques peuvent être vues comme la densité de probabilité de trouver un parton dans le nucléon avec une fraction  $x$  de l'impulsion du nucléon emportée par le parton à une certaine échelle d'énergie  $Q^2$ . Ces fonctions sont déterminées par des paramétrages globaux des données expérimentales de type DIS. D'un point de vue pratique, la collaboration LHAPDF [11] tient à jour une base de données avec les principaux paramétrages des différentes équipes. Pour discuter de la production de photons, nous comparerons des calculs utilisant différents ensembles de paramétrage au chapitre 4.

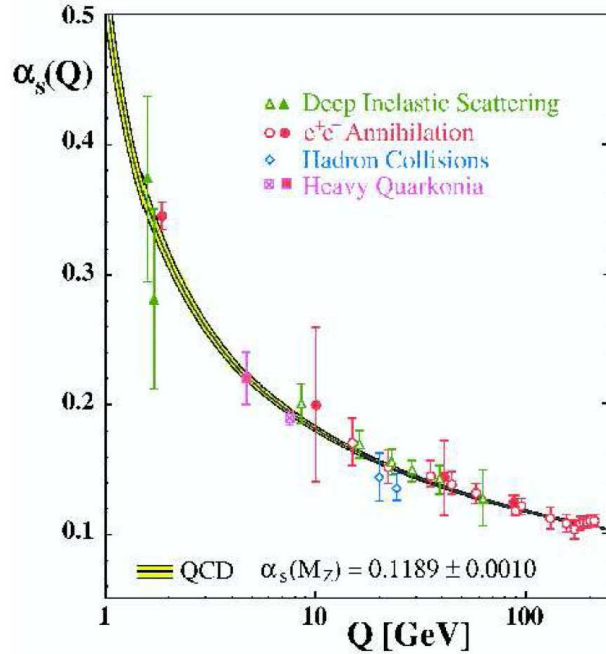


FIGURE 1.6 – Evolution de la constante de couplage de l’interaction forte  $\alpha_s$  en fonction de l’échelle d’énergie  $Q$  [8].

### 1.1.5 Les photons de fragmentation

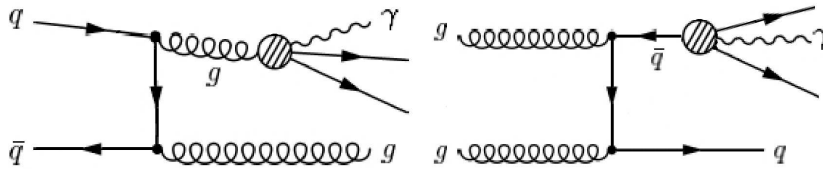


FIGURE 1.7 – Exemple de diagrammes de production de photons de fragmentation au premier ordre.

Revenons à la production de photons. A l’ordre dominant (LO, pour *Leading Order*), un autre processus de production de photon doit être pris en compte. En effet, lorsque deux partons entrent en collision  $2 \rightarrow 2$ , par exemple un quark et un gluon, le plus probable est qu’ils subissent une diffusion élastique et donnent deux partons, un quark et un gluon dans notre exemple. Le  $q$  et le  $g$  vont fragmenter et, si la plupart des fragments sont des quarks, des anti-quarks et des gluons de plus basse énergie, il arrive qu’un photon apparaisse. Un tel photon, provenant de la fragmentation d’un parton dur, est dit **de fragmentation**. Ils formeront, avec les photons directs, les **photons prompts**. La figure 1.7 présente, à titre d’exemple, deux diagrammes de production de photons de fragmentation. D’un point de vue technique, la fragmentation apparaît lors du calcul de corrections d’ordre supérieur aux processus directs, dans un développement en série perturbative de la constante de couplage  $\alpha_s$ . Des singularités apparaissent dans tous les processus où un parton de haute impulsion transverse ( $p_T$ ) subit une cascade d’embranchements colinéaires successifs, finissant par une fragmentation en un photon. Ces singularités se factorisent à tous les ordres en  $\alpha_s$ , selon le théorème de factorisation, et sont en quelque sorte absorbées à l’intérieur de fonctions de fragmentation d’un parton  $k$  en un photon,  $D_{\gamma/k}(z, \mu_F)$ , définies pour un certain  $z$ , qui représente la fraction d’impulsion du parton emportée par le photon, et une certaine échelle théorique de fragmentation  $\mu_F$ .

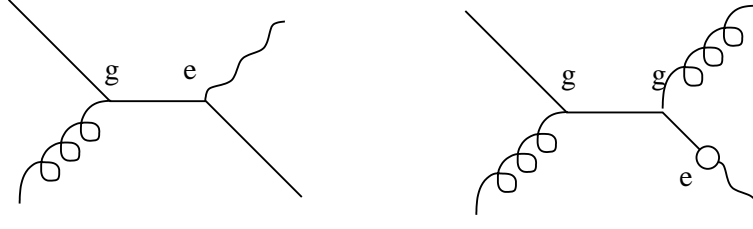
Si l’on combine les différents processus de production de photons, la section efficace de photons prompts peut



s'écrire schématiquement comme [12] :

$$\sigma^\gamma = \sigma^{dir}(\mu_R, \mu_M, \mu_F) + \sum_{k=q,g} \sigma_k^{frag}(\mu_R, \mu_M, \mu_F) \times D_{\gamma/k}(\mu_F) \quad (1.7)$$

où  $\sigma^{dir}$  décrit la section efficace de photons directs,  $\sigma_k^{frag}$  la production d'un parton  $k$  dans une collision dure. Les paramètres  $\mu_R$ ,  $\mu_M$  et  $\mu_F$  sont respectivement les échelles de renormalisation, de factorisation et de fragmentation. Quand toutes les échelles sont égales, elles seront notées simplement  $\mu$ . Dans les calculs perturbatifs, on prend une valeur de ces échelles proche de l'énergie typique de l'interaction, c'est-à-dire  $\mu = Q$ .



**FIGURE 1.8** – Comparaison de diagrammes de photons directs (à gauche) et de fragmentation (à droite) au LO, avec le comptage des vertex (g) pour QCD et (e) pour QED.

Quelles sont les proportions respectives de photons directs et de photons de fragmentation ?

Selon les diagrammes représentés sur la figure 1.8 montrant une comparaison des processus direct et de fragmentation à l'ordre dominant, la fragmentation apparaît comme un processus d'ordre  $(\alpha_s^2 \alpha_{QED})$ , contrairement aux processus directs en  $(\alpha_s \alpha_{QED})$ . Comme  $\alpha_s \ll 1$ , naïvement, la fragmentation est sous-dominante par rapport aux processus directs. Mais en fait, la section efficace de fragmentation dépend de  $(\alpha_s^2 D_{\gamma/k}(z, \mu_F))$ , avec  $D_{\gamma/k}(z, \mu_F)$  la fonction de fragmentation, qui augmente comme  $\log(Q^2)$ , ce qui introduit une dépendance en  $\frac{1}{\alpha_s}$  dans la production des photons par fragmentation. Donc, d'une façon effective, la fragmentation évolue comme  $(\alpha_s \alpha_{QED})$  et devient, en termes de contribution, du même ordre de grandeur que le processus direct. La comparaison de ces deux processus sera détaillée plus explicitement dans le chapitre 4.

Qu'en est-il des sections efficaces de production de ces deux processus au premier et au deuxième ordre ?

### 1.1.6 Production de photons prompts au premier ordre et à l'ordre suivant

La production de photons prompts de haut  $p_T$  dans les collisionneurs de hadrons a été sujette à un effort continu, tant expérimentalement que théoriquement, depuis les vingt-trente dernières années. L'expression de photons "prompts" signifie que ces photons ne viennent pas de décroissances de hadrons produits à large impulsion transverse, comme les  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , les  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , etc. La production de photons prompts est une observable intéressante des phénomènes de courte portée entre quarks et gluons, en tant que sonde dure non colorée. Cette étude est complémentaire à celle des processus électrofaibles de Deep Inelastic Scattering ( $ep \rightarrow X$ ) et Drell Yan ( $p-p \rightarrow l^+l^-$  via  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$ ), ainsi qu'aux processus perturbatifs purement hadroniques, comme la production inclusive de jets ( $p-p \rightarrow \text{jet} + X$ ) ou de saveurs lourdes ( $p-p \rightarrow c, b + X$ ).

Un des intérêts de l'étude des photons prompts en collisions  $p-p$  est la sensibilité des photons prompts aux fonctions de distribution de gluons dans le proton. En effet, comme nous l'avons dit, le processus direct "Compton" fait directement intervenir la fonction de distribution du gluon. Nous avons réalisé cette étude en testant la dépendance du spectre de photons prompts à différentes PDFs. Nous la présentons dans le chapitre 4. En fait, la sonde des photons prompts n'est pas aussi idéale que ce que l'on pourrait imaginer, à cause des photons de fragmentation, qui deviennent dominants par rapport aux photons directs (cf partie 4.1.2.2) aux énergies des collisionneurs. Cela était déjà vrai au CERN  $Sp\bar{p}S$ , dans la région à bas  $p_T$  du spectre, pour les expériences UA1 [13] et UA2 [14], pour une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 630$  GeV. Cela est vrai au Tevatron ( $\sqrt{s} \sim 2$  TeV) et restera vrai au LHC ( $\sqrt{s} = 14$  TeV), puisque les collisions gluon-gluon, qui ne produisent pas de photon direct, mais des jets qui peuvent fragmenter en photons, augmentent comme  $\sqrt{s}$  (cf chapitre 4).

La figure 1.9 schématise ces différents ingrédients intervenant dans le calcul d'une section efficace de photons prompts. Notre discussion s'arrête à la production de partons en sortie du processus dur. Il a été montré [12] que



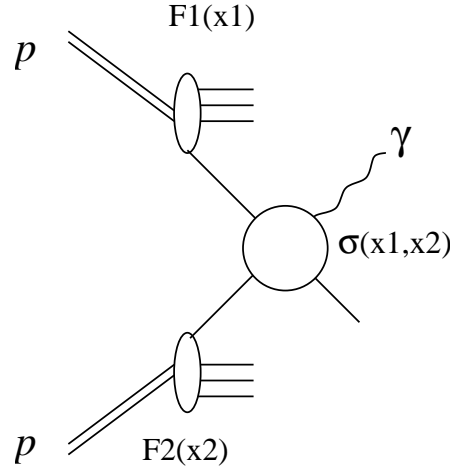


FIGURE 1.9 – Section efficace de production de photons prompts et ses différents ingrédients.

pour tout processus dur admettant une interprétation dans le modèle des partons, les effets liés à QCD peuvent être inclus dans une redéfinition des paramètres du modèle (constante de couplage, fonction de structure, fonction de fragmentation) et cela à tous les ordres du développement perturbatif. Ces modifications permettent de sauvegarder la propriété de factorisation (voir équation 1.2). Les sections efficaces s'écrivent sous une forme analogue à celles décrites par le modèle des partons.

### Au premier ordre

Nous commençons ici par considérer la section efficace inclusive de production de photons prompts, d'impulsion  $p_\gamma$ , au premier ordre en série perturbative. L'impulsion transverse et la rapidité du photon sont notées  $p_{T\gamma}$  and  $y_\gamma$ , respectivement. Comme mentionné plus haut, deux types de processus contribuent à la production de photons prompts en collisions  $p-p$  : la contribution directe, où le photon est émis directement du processus dur parton-parton et la contribution de fragmentation, dans laquelle le photon est originaire de la fragmentation colinéaire d'un parton d'état final.

La section efficace hadronique  $d\sigma/dp_{T\gamma}dy_\gamma$ , que l'on note plus simplement  $d\sigma(p_\gamma)$ , est donnée par la somme de ces deux contributions. Au premier ordre en  $\alpha_s$ , la section efficace de production de photons prompts s'écrit schématiquement [15] :

$$d\sigma(p_\gamma) \equiv d\sigma_{dir} + d\sigma_{frag} = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b F_a(x_a; Q^2) F_b(x_b; Q^2) \times \quad (1.8)$$

$$\left[ d\hat{\sigma}_{ab}^\gamma(p_\gamma, x_a, x_b; Q) + \sum_{c=q,\bar{q},g} \int_{z_{min}}^1 \frac{dz}{z^2} d\hat{\sigma}_{ab}^c(p_\gamma, x_a, x_b, z; Q) D_c^\gamma(z; Q^2) \right]$$

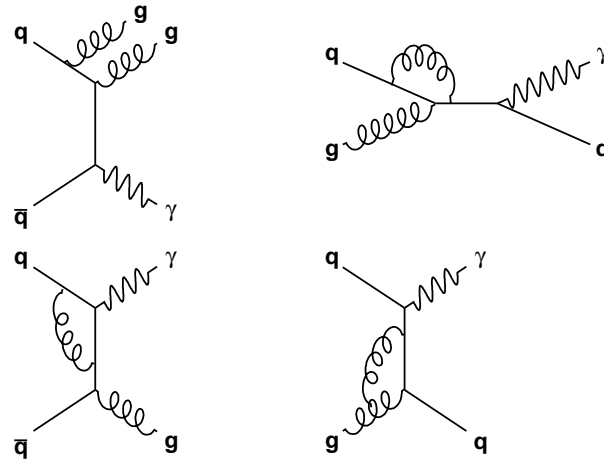
où les distributions partoniques des partons 1 et 2, entrant en collision, factorisent devant la somme des sections efficaces de photons directs  $d\hat{\sigma}_{ab}^\gamma(p_\gamma, x_a, x_b; Q)$  et de photons de fragmentation :

$\sum_{c=q,\bar{q},g} \int_{z_{min}}^1 \frac{dz}{z^2} d\hat{\sigma}_{ab}^c(p_\gamma, x_a, x_b, z; Q) D_c^\gamma(z; Q^2)$ , en sommant sur les différentes origines possibles d'un photon : quark, anti-quark ou gluon. Ici nous avons pris les échelles théoriques d'énergie  $\mu_R = \mu_M = \mu_F = Q$ .

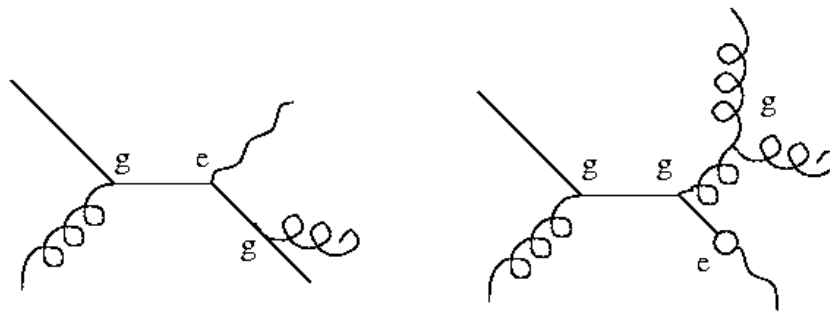
### Au deuxième ordre

Cependant, au deuxième ordre de la théorie des perturbations, il existe des corrections supplémentaires aux diagrammes de production de photons directs. Un exemple de corrections au NLO (pour *Next-to-Leading-Order*) est présenté sur la figure 1.10.

Le processus direct et celui de fragmentation peuvent être exprimés à l'ordre NLO. Contrairement au premier ordre, le processus Compton à l'ordre suivant, représenté sur la figure 1.11, évolue comme  $(\alpha_s^2 \alpha_{QED})$ , avec, dans



**FIGURE 1.10** – Exemples de diagrammes au deuxième ordre contribuant à la production de photons directs. En haut à gauche un processus d’émission de gluon réel et autour les processus avec corrections virtuelles (des gluons sont échangés à l’intérieur des diagrammes).

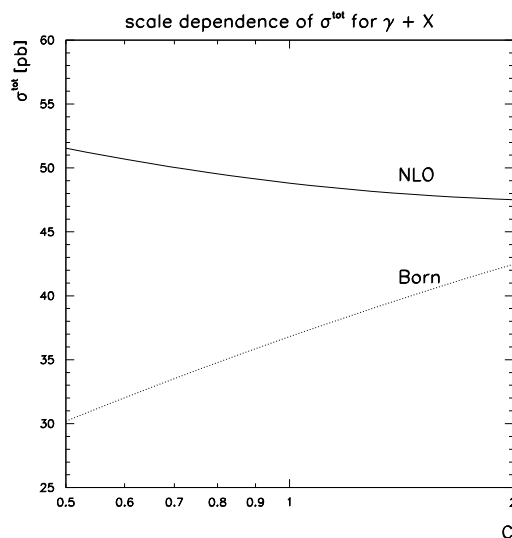


**FIGURE 1.11** – Comparaison de diagrammes de photons directs (à gauche) et de fragmentation (à droite) au NLO. Ici  $e$  représente le couplage QED et  $g$  le couplage QCD.

l'état final, une distribution énergétique et angulaire entre photon d'un côté, et parton de l'autre, plus riche et compliquée.

Il existe des générateurs d'évènements, des programmes Monte Carlo, reproduisant des collisions hadroniques, et ce au LO, comme au NLO. Le générateur d'évènements PYTHIA [16], que l'on détaillera dans le chapitre 4, permet le calcul de sections efficaces hadroniques au premier ordre. Cependant, les résultats des calculs du processus direct au second ordre sont connus depuis un certain temps déjà [17] et ont été implémentés en utilisant une méthode Monte Carlo [18], en incluant la contribution de fragmentation, mais uniquement au premier ordre. Puis le calcul des corrections au NLO du processus de fragmentation est devenu progressivement accessible. Au final, les calculs au second ordre des deux contributions ont été implémentés dans un programme Monte-Carlo, appelé JETPHOX [19], qui sera décrit dans la section 4.1.2. Des calculs récents qui resomment des logarithmes apparaissant dans le développement aux ordres encore supérieurs (NLL, NNLL...etc) ont également été obtenus [20]. L'addition de nouveaux termes de production de photons augmente la section efficace de production prédite par la théorie d'un facteur 2-3 du LO au NLO. Une comparaison plus complète des contributions LO et NLO est présentée en détail dans le chapitre 4.

### Stabilisation au NLO



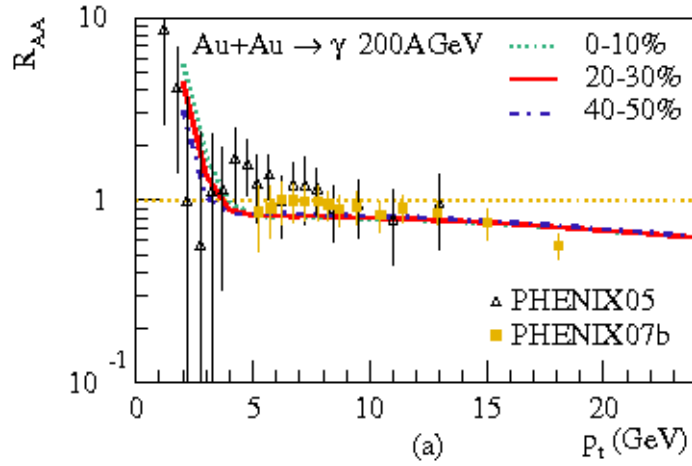
**FIGURE 1.12** – Sections efficaces de production de photons directs au LO et NLO, en fonction de l'échelle théorique, ici ramenée à  $\mu_R = \mu_M = \mu_F = Cp_T^\gamma$ , avec  $C = 0.5 - 2$ . La figure est extraite de [21].

Il a été montré que la section efficace à l'ordre suivant dépend beaucoup moins des échelles arbitraires  $\mu$  introduites dans le calcul que celle au premier ordre. Comme le développement perturbatif est tronqué, les prédictions théoriques au LO et NLO dépendent de l'échelle de renormalisation  $\mu_R$ , ainsi que des échelles de factorisation  $\mu_M$  et fragmentation  $\mu_F$ . Alors que la section efficace au premier ordre dépend fortement des échelles d'énergie, celle à l'ordre suivant est déjà bien moins sensible, comme on le voit sur la figure 1.12. Ainsi, le passage à l'ordre suivant stabilise la section efficace et la sensibilité des sections efficaces à l'échelle d'énergie est quantifiée en faisant varier l'échelle  $\mu = Cp_T^\gamma$ , en prenant  $C$  de 0.5 à 2.

### 1.1.7 Sections efficaces en collisions $p$ - $p$ et $Pb$ - $Pb$

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent de scruter la matière hadronique à des niveaux de densité d'énergie très élevés. Dans ces conditions extrêmes, un nouvel état de la matière [22, 23], le QGP (*Quark Gluon Plasma*), qui prévalait aux premiers instants de notre univers pourrait être créé. Cet état, d'une durée de vie extrêmement brève, ne peut être mis en évidence que par des signatures particulières laissées lors de sa formation. Les photons sont produits tout au long de la collision, des premiers instants jusqu'à l'hadronisation complète du système. Seuls les photons directs, provenant des processus durs et possédant une impulsion transverse au-delà de 3-4 GeV/c, sont témoins des premiers instants de la collision. Les photons n'étant pas sensibles directement à l'interaction forte, ils gardent toute l'information des propriétés de l'état initial de la matière dont ils sont issus. Les photons directs sont donc une sonde pertinente du QGP.

La mesure des photons en collisions  $Pb$ - $Pb$  au LHC a par conséquent un intérêt majeur. Nous discutons à présent l'intérêt de la mesure préalable des photons prompts en collisions  $p$ - $p$ , en regard des collisions  $Pb$ - $Pb$ .



**FIGURE 1.13** – Le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  des photons mesuré par PHENIX [24, 25], comparé aux calculs de [26].

Le facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  pour les photons est défini comme le rapport des distributions en impulsion transverse des photons des collisions  $A - A$  et  $p$ - $p$ , normalisé par un facteur qui tient compte du nombre majeur de nucléons dans les noyaux. Le facteur  $R_{AA}$  pour les photons s'écrit :

$$R_{AA}^{\gamma} = \frac{d^2 N_{AA}^{\gamma} / dp_T dy}{T_{AA} d^2 \sigma_{pp}^{\gamma} / dp_T dy} \quad (1.9)$$

où le terme  $T_{AA} = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{inel}^{pp}$  correspond à une normalisation qui tient compte de la géométrie de la collision, avec  $\langle N_{coll} \rangle$  correspondant au nombre de collisions binaires nucléon-nucléon dans une collision  $A - A$ . De façon générale,  $R_{AA}$  représente un facteur de modification nucléaire égal à 1 si aucun milieu n'est créé et inférieur (supérieur) à 1 si le taux de particules produites en collisions d'ions lourds est plus petit (grand) que celui en collisions proton-proton. Une suppression de particules ( $R_{AA} < 1$ ) peut avoir lieu, par exemple, par perte d'énergie dans le milieu dense. Une production accrue ( $R_{AA} > 1$ ) peut résulter d'une émission additionnelle, par exemple d'origine thermique. Pour les photons directs au-delà de 5 GeV/c, produits au RHIC [27] à  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, aucune suppression n'est observée, comme le montre la figure 1.13, ce qui est attendu pour une sonde qui n'interagit pas fortement avec la matière créée lors de la collision  $A - A$ . Au contraire, dans le domaine de  $p_T$  intermédiaires (1-3 GeV/c) une production accrue est mesurée qui a été interprétée comme provenant du plasma chaud [28, 29].

Ici nous voyons toute l'importance de la mesure des photons en collisions  $p$ - $p$  pour pouvoir étudier les photons en collisions  $Pb$ - $Pb$  puisque le taux de production de photons en  $p$ - $p$  servira à la mise en évidence d'une possible émission thermique en collisions  $Pb$ - $Pb$

### Conclusion

Nous avons montré dans cette section que la production de photons prompts, en collisions hadroniques, peut être décrite dans le cadre de la QCD perturbative (pQCD). Les photons prompts de grande impulsion transverse produits via des collisions parton-parton constituent donc une bonne sonde de la pQCD. La section efficace de production de photons prompts peut être calculée au LO ou NLO. Nous avons montré comment étaient réalisés les calculs au premier ordre et l'intérêt de calculs à l'ordre supérieur, pour obtenir une comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques. Nous avons évoqué également qu'ils permettent de contraindre les distributions partoniques, notamment les distributions de gluons dans le proton. Enfin, il a été montré en quoi la mesure des photons prompts en collisions  $p$ - $p$ , en plus d'avoir un intérêt propre, a un intérêt pour servir de référence aux collisions d'ions lourds, en mettant en évidence des effets dûs au plasma. Nous présentons dans la section suivante le bruit de fond majeur dans cette étude, rendant difficile la mesure des photons prompts.

## 1.2 Le bruit de fond des pions neutres

Le bruit de fond des photons secondaires, provenant des décroissances électromagnétiques de  $\pi^0$ ,  $\eta$ , etc., dépasse le signal de photons prompts d'au moins un ordre de grandeur. Du fait qu'ils sont les produits dominants de la fragmentation des partons (jets), les mésons légers sont en effet produits abondamment dans les machines hadroniques. Pour cette raison, les analyses de spectres de photons prompts nécessitent une mesure précise de la production de ce bruit de fond et une bonne discrimination entre photons prompts et photons de décroissance.

La contribution la plus importante du bruit de fond provient de la désintégration des pions neutres en deux photons, ce qui est dû au fait que les pions sont plus copieusement produits (voir figure 1.15) et à un taux de branchement dans la voie  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  de 98,8 %. Les  $\pi^0$  de grand  $p_T$  sont les fragments hadroniques des jets. Ils apparaissent après l'hadronisation des fragments partoniques issus d'un parton dur (figure 1.14). Leur section efficace de production à grand  $p_T$  est également prédite par la pQCD :

$$\sigma^{\pi^0} = \sum_{k=q,g} \sigma^k \times D_{\pi^0/k}(z) \quad (1.10)$$

comme le produit de la section efficace de production d'un parton  $k$  dans une collision dure par la fonction de fragmentation  $D_{\pi^0/k}(z)$  du parton  $k$  en un  $\pi^0$ , emportant la fraction d'impulsion  $z$  du parton. Il est important ici de remarquer que la fonction de fragmentation des  $\pi^0$  est très supérieure à celle des photons :  $D_{\pi^0/k}(z) \gg D_{\gamma/k}(z)$ , ce qui explique la prédominance des  $\pi^0$  par rapport aux photons. En effet, la figure 1.15 montre les prédictions des calculs théoriques au deuxième ordre, quant au rapport des taux de production des photons prompts et des  $\pi^0$ . A grand  $p_T$  (c'est-à-dire environ  $p_T > 20$  GeV/c), il y a entre 10 et 100 fois plus de  $\pi^0$  que de photons prompts [30].

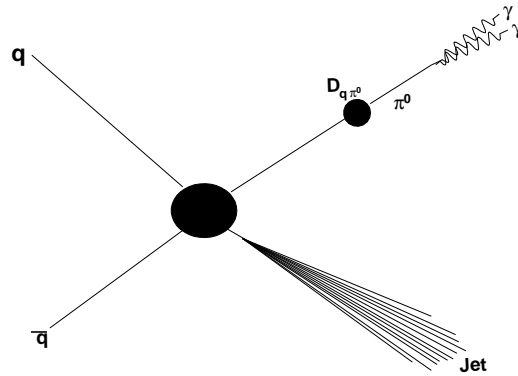


FIGURE 1.14 – Schématisation de la désintégration d'un parton dur, provenant d'une collision quark anti-quark, en un pion neutre de grand  $z$  emportant une fraction majeure de l'impulsion du parton.

Nous nous concentrerons dans toute la suite sur les photons de décroissance du  $\pi^0$ , comme bruit de fond principal à la mesure de photons prompts.

Expérimentalement, l'angle d'émission des deux photons de décroissance du  $\pi^0$  varie selon l'énergie du  $\pi^0$ . Plus l'énergie du  $\pi^0$  augmente, plus les photons sont proches l'un de l'autre, allant même jusqu'à se superposer, pour ne former, à l'échelle de ce que peut résoudre un détecteur, qu'un seul photon. Si à basse énergie des méthodes expérimentales connues permettent d'identifier les photons du  $\pi^0$ , à haute énergie, la superposition des photons constitue un véritable *challenge* et il est indispensable de trouver une méthode permettant de rejeter le bruit de fond dû aux  $\pi^0$ .

Les expériences sur cible fixe ([31, 32, 33, 34, 35, 36]) mesurent en général des sections efficaces pour des photons d'impulsion transverse inférieure à 10 GeV/c. A ces énergies, les décroissances  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  produisent deux photons bien séparés, qui peuvent être observés distinctement dans le calorimètre et de ce fait les expériences sur cible fixe peuvent fournir des sections efficaces inclusives de photons prompts. Cependant, les expériences en collisionneurs sont réalisées à plus grande énergie, ce qui favorise les petits angles d'émission des deux photons du  $\pi^0$  et donc le recouvrement des deux clusters photons dans le calorimètre, ce qui rend difficile la distinction photon prompt -  $\pi^0$ . Cette discrimination sera développée dans le chapitre 4.

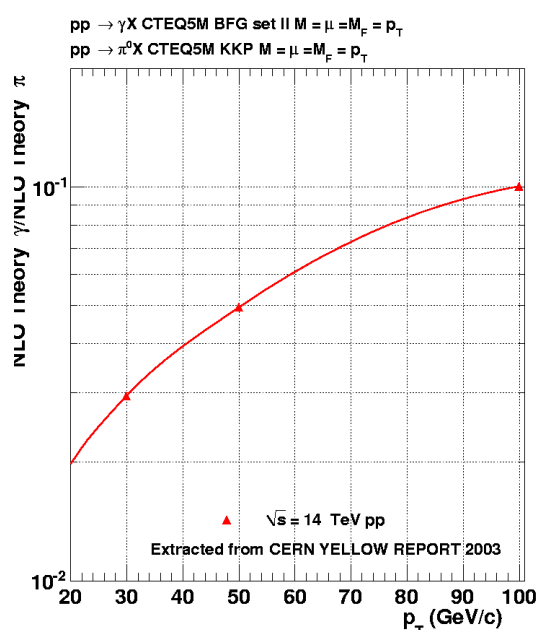


FIGURE 1.15 – Rapport des sections efficaces théoriques au NLO de production de photons prompts et de  $\pi^0$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV en collisions  $p$ - $p$ , extrait de [30].

Un des plus grands enjeux expérimental sera donc de supprimer cette portion de photons provenant de la désintégration du  $\pi^0$ , venant contaminer le spectre de photons prompts. Nous montrerons dans le paragraphe suivant que des méthodes de coupures par isolement permettent de réduire considérablement le lot de photons issus du  $\pi^0$ .

## 1.3 L'isolement des photons prompts dans les collisions $p$ - $p$

### 1.3.1 Pourquoi l'isolement ?

Nous avons vu que les  $\pi^0$  et les photons de fragmentation apparaissent comme fragments d'un jet qui le plus souvent n'emportent qu'une partie de l'énergie de ce jet, le reste de cette énergie étant emportée par d'autres fragments dont la direction de vol est voisine du fait de la collimation des jets. Dans le processus direct de production de photons au LO, les fragments du jet volent à l'azimut opposé à celui du photon. Il en résulte qu'un photon direct est isolé de l'activité hadronique associée au processus dur, au contraire des  $\pi^0$  et photons de fragmentation, qui sont, la plupart du temps, entourés par cette activité.

Ce constat permet de proposer l'isolement comme critère de sélection des photons prompts, permettant de rejeter une grande partie des  $\pi^0$ , sans trop supprimer les photons intéressants.

De façon à identifier le photon direct parmi le bruit de fond important des photons de décroissance du  $\pi^0$ , nous demandons au photon candidat d'être isolé de l'activité hadronique, dans une certaine région en pseudorapidité ( $\eta$ ) et azimuth ( $\phi$ ) autour de sa direction. En implémentant des coupures d'isolement autour du photon, nous sommes en mesure d'extraire un maximum de photons prompts (les directs) et de minimiser les photons du  $\pi^0$ . Cette mesure de "photons isolés" est nécessaire pour tenter d'augmenter le rapport Signal sur Bruit, noté S/B, c'est-à-dire faire en sorte que le signal de photons prompts soit le plus grand possible par rapport au bruit de fond des photons de décroissance du pion neutre.

### 1.3.2 Description de la méthode

Différentes méthodes d'isolement sont utilisées dépendant du type de collisions étudiées.

Selon la méthode utilisée ici, un photon candidat sera dit "isolé" si la somme des impulsions transverses de tous les hadrons dans un cône de rayon  $R$  autour de sa direction est inférieure à une certaine fraction  $\varepsilon$  de sa propre impulsion transverse. Avec  $R$  défini comme :

$$R = \sqrt{(\eta - \eta_\gamma)^2 + (\phi - \phi_\gamma)^2} \quad (1.11)$$

En d'autres termes il est isolé si dans le cône de rayon  $R$ ,

$$\sum_i p_{T_i} < \varepsilon p_{T_\gamma} \quad (1.12)$$

$R$  (pris souvent entre 0.4 et 0.7) et  $\varepsilon$  (par exemple 0.1) étant spécifiés pour chaque expérience.

Il existe d'autres méthodes d'isolement, comme l'utilisation d'une coupure en  $p_T$  maximale pour l'énergie dans le cône :  $p_{T_{max}}$ , de quelques GeV/c. Cette méthode est la plus communément utilisée [37, 38, 39]. Le photon sera isolé si, dans le cône de rayon  $R$  :

$$\sum_i p_{T_i} < p_{T_{max}} \quad (1.13)$$

Cette méthode assez drastique, mais efficace dans un environnement très "pollué" par l'activité hadronique, est utilisée plutôt pour les collisions  $Pb$ - $Pb$ . En collisions  $p$ - $p$ , la méthode qui utilise  $\varepsilon$  est suffisante, et a surtout l'avantage de considérer une coupure relative, qui dépend à la fois de l'impulsion du photon et de l'impulsion totale qui l'entoure.

### 1.3.3 Influence de l'isolement sur la section efficace de photons prompts

Quand aucun critère d'isolement n'est implémenté, la section efficace de photons inclusive est calculable en utilisant la formule de factorisation de la QCD (équation 1.2). Dans le cas de photons isolés, les critères d'isolement ajoutent des restrictions additionnelles sur l'espace de phase. Cela implique que la section efficace n'est plus inclusive sur les états finaux hadroniques et donc que l'expression factorisée de l'équation 1.2 n'est plus nécessairement valide [12]. Une étude de photons isolés ne peut se faire de manière inclusive, car chaque évènement contient soit un photon isolé (cas des photons directs essentiellement), soit un photon non isolé (cas des photons de fragmentation ou de décroissance généralement). C'est donc une étude évènement par évènement qu'il convient de réaliser ici.

Le problème concernant la contribution des photons directs au NLO est que certains photons directs isolés au LO peuvent ne pas être isolés au NLO, car le gluon additionnel du second ordre peut, s'il est suffisamment proche angulairement du photon, se retrouver dans le cône.

Quant aux photons de fragmentation, ils sont généralement non isolés du fond hadronique, mais une certaine fraction d'entre eux, ceux de grands  $z$ , qui emportent l'essentiel de l'énergie du jet, peuvent être isolés. Notons ici qu'imposer une coupure en  $\epsilon$  est essentiellement équivalent à demander que la particule la plus énergétique du cône emporte une fraction  $z$  de l'impulsion du parton parent. La relation entre les deux variables est  $z > 1/(1 + \epsilon)$  [15]. Donc imposer par exemple une coupure  $\epsilon$  de 0.1, soit demander moins de 10% de l'énergie du photon dans le cône, revient à imposer un  $z$  plus grand qu'environ 0.9. Une étude plus complète de la production de photons directs, montrant les contributions séparées des processus Compton, annihilation et fragmentation, avec et sans coupure d'isolement, est abordée dans les sections 4.1.1.4 et 4.1.2.2.

Malgré tout, il a été montré [12] que les sections efficaces de production de photons isolés satisfont la propriété de factorisation, à tous les ordres de la théorie des perturbations, tant que  $R$  et  $\epsilon$  sont non nuls. L'isolement réduit la contribution de la fragmentation mais ne la supprime pas entièrement. Une fraction des photons de fragmentation possédant un  $z > \frac{1}{1+\epsilon}$  survit [15] et leur section efficace fait appel à la même fonction de fragmentation  $D_{z/k}(z, M_F)$  que le cas non-isolé. Aux énergies des collisionneurs, la valeur moyenne  $\langle z \rangle$  des photons de fragmentation est bien plus petite que  $1/(1 + \epsilon)$ , donc une bonne partie des photons de fragmentation sont bien supprimés par les coupures.

Il est important de souligner ici que la section efficace de photons isolés mesurée expérimentalement ne peut pas être comparée à la section efficace de production de photons directs au premier ordre, sans aucune contribution des photons de fragmentation. En effet, en plus de la fraction de photons de fragmentation isolés, les corrections à l'ordre suivant contribuent aussi de façon non-négligeable à cette section efficace.

## 1.4 Historique des mesures de photons prompts et de photons isolés

### 1.4.1 Les mesures de photons prompts et photons isolés en $p$ - $p$ et $p$ - $\bar{p}$

Depuis leur découverte en 1976 [1] sur les expériences auprès des anneaux de stockage du CERN (ISR [40]), les photons prompts ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques [15]. Expérimentalement, de nombreuses mesures de photons de haut  $p_T$  ont été menées depuis les 30 dernières années, en collisions  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$ , aux énergies des expériences sur cible fixe [31, 32, 33, 34, 35, 36], ou à celles des collisionneurs [13, 41, 42, 43, 44], pour une gamme en énergie d'environ  $\sqrt{s} \approx 20 - 2000$  GeV :

#### A l'ISR au CERN :

Au CERN PS, les anneaux de stockage (ISR : *Intersecting Storage Ring*) ont permis de produire les premières interactions  $p$ - $p$  en mode collisionneur au monde en 1971. La première mesure de photons directs a eu lieu à l'ISR, auprès de l'expérience R806 [1], en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 63$  GeV. L'ISR a fonctionné entre  $\sqrt{s} = 31$  GeV et  $\sqrt{s} = 63$  GeV en collisions  $p$ - $p$  (et  $p$ - $\bar{p}$ ) et les premiers taux de photons et de  $\pi^0$ , ainsi que leur rapport, ont été mesurés à ces énergies. Les sections efficaces inclusives de photons ont été mesurées jusqu'à 8 GeV/c.

Par la suite, l'accélérateur ISR a poursuivi son fonctionnement et les expériences R108 [45], R110 [33], R807 [46] ont également mesuré la production de photons dans les collisions  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$

#### Au SPS [47] et $S\bar{p}\bar{p}S$ [48] au CERN :

Entre 1980 et 1990, plusieurs expériences ont mesuré la production de photons prompts. L'expérience NA24 [49] du CERN a mesuré cette production sur cible fixe, pour des impulsions transverses allant jusqu'à 7 GeV/c. Les expériences WA70 [50] ( $\sqrt{s} = 23$  GeV), UA6 [51] ( $\sqrt{s} = 24.3$  GeV) du SPS ont également mesuré la production de photons sur cible fixe. La section efficace de photons a été mesurée, auprès de l'expérience UA6, pour des  $p_T$  de 4.1 à 6.1 GeV/c.

Les expériences UA1 [13] et UA2 [14] du  $S\bar{p}\bar{p}S$  ont mesuré cette même production pour des collisions  $p$ - $\bar{p}$  en mode collisionneur pour une énergie disponible dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 540$  GeV. Les mesures ont été réalisées pour un angle de production de  $90^\circ$  ( $y=0$ ) et un intervalle en  $p_T$  compris entre 1.5 et 4.5 GeV/c. La section efficace de production est beaucoup plus importante que celle mesurée à  $\sqrt{s} = 53$  GeV en mode  $p$ - $p$ .



### A RHIC [27] au BNL :

Les expériences PHENIX [52] et STAR [53] du RHIC ont aussi mesuré la production de photons en  $p$ - $p$ . Dans un premier temps, cette étude n'a pu être faite qu'à des impulsions transverses entre 5.5 GeV/c et 7 GeV/c, car le calorimètre de PHENIX n'était installé qu'au 3/8 ième. Dans une seconde vague de prise de données, le RHIC, lors du run 2 de 2001-2002, a fonctionné à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV produisant des collisions proton-proton polarisées [24]. Il a alors été possible de mesurer des sections efficaces de photons prompts de 4 à 10 GeV/c, en accord avec les prédictions théoriques, ainsi qu'un rapport entre photons directs et pions neutres.

Plus récemment, la section efficace de photons prompts sur PHENIX, produits à mi-rapidité, lors du run de 2003 du RHIC à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, a été étudiée en collisions  $p$ - $p$  pour des impulsions transverses allant de 3 à 16 GeV/c [25] et puis en 2007 des résultats préliminaires ont été obtenus jusqu'à 24 GeV/c [54]. La figure 1.16 présente le résultat de la section efficace différentielle en  $p_T$  de photons prompts mesurée. La combinaison des trois facteurs, une énergie disponible dans le centre de masse plus importante, un calorimètre complet et une luminosité  $p$ - $p$  accrue, a rendu possible l'extension du spectre de photons prompts au-delà de 20 GeV/c. Pour la première fois, une collaboration a été capable de mesurer des données, à la fois dans le cas inclusif [24, 25] et isolé [55], ce qui devrait permettre de mieux comprendre le rôle de la composante fragmentation dans la production de photons prompts.

Le calorimètre de PHENIX, EMCal, consiste en deux sous-détecteurs séparés, le premier divisé en six secteurs faits de plomb-scintillateurs (PbSc), et le deuxième de deux secteurs de verre au plomb (PbGl), chacun étant situé à 5 m du faisceau. Sa granularité est de  $\delta\eta \times \delta\Phi = 0.01 \times 0.01$ . La méthode utilisée (" $\pi^0$  tagging method") pour extraire le spectre de photons prompts et explicitée dans la référence [25], consiste à mesurer les photons inclusifs, en appliquant des coupures préalables sur la forme de la gerbe, permettant de faire une pré-sélection des photons parmi les électrons et  $\pi^0$ , puis de soustraire tous les photons venant des  $\pi^0$ , identifiés par masse invariante. Cette méthode sur-estimant le taux de photons du  $\pi^0$ , à cause du bruit de fond combinatoire, des coefficients correctifs sont appliqués. Une autre méthode a été utilisée (la "cocktail method" [24]), où le spectre de photons du  $\pi^0$  et du  $\eta$  est simulé, en utilisant le spectre mesuré et en le soustrayant de façon statistique au spectre de photons total. Les résultats des deux méthodes sont en accord, compris dans les barres d'erreurs systématiques et en accord avec les prédictions théoriques de production de photons prompts au NLO [56, 57, 17, 58, 59, 18]. La section efficace invariante obtenue à  $\sqrt{s} = 200$  GeV présentée sur la figure 1.16 montre que les prédictions théoriques de pQCD au NLO décrivent bien les données, pour des  $p_T > 5$  GeV/c, où les incertitudes théoriques et de mesure sont comparables.

L'isolement des photons a été également étudié. Les conditions d'isolement étaient les suivantes : un photon est isolé si dans un cône de rayon  $R=0.5$  autour du photon, incluant à la fois les particules chargées et neutres, il y a moins de 10% de l'énergie du photon. La fraction de photons isolés, parmi ceux identifiés par les deux méthodes, a été tracée (figure 1.17). Elle est d'environ 90% pour les photons d'impulsion transverse supérieure à 7 GeV/c, et est bien décrit par pQCD. L'isolement des photons du  $\pi^0$  a également été testé, et il a été trouvé bien inférieur au taux de photons prompts isolés.

### Au Tevatron [60] au FNAL :

L'expérience E704 [61] a mesuré la production de photons en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 19.4$  GeV. Cette campagne de prise de données a permis de confirmer les prédictions de pQCD en la matière.

En revanche, l'expérience sur cible fixe, E706 [35] au Tevatron a créé la controverse les dix dernières années. Cette expérience a mesuré la section efficace de photons en  $p$ - $p$  et  $p$ -Be à grande impulsion transverse, jusqu'à 10 GeV/c pour des énergies dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 31$  GeV et 38 GeV. L'expérience a mesuré des sections efficaces bien au-dessus des prédictions théoriques de production de photons prompts, au NLO. La théorie et l'expérience étaient en désaccord, à la fois quantitativement et sur la forme. La figure 1.18 présente ce désaccord en montrant le rapport des sections efficaces expérimentale et théorique. En ajoutant *ad hoc* une impulsion transverse intrinsèque pour les partons (facteur  $k_T$ ) de quelques GeV [62] on retrouve l'accord théorie-expérience. La magnitude du facteur manque, néanmoins, de justification complète d'un point de vue théorique.

### L'expérience D0 [63] du Tevatron :

Lors des prises de données de 1992-1995 en collisions  $p$ - $\bar{p}$  la section efficace de photons prompts isolés supérieurs à 10 GeV a été calculée pour une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV et pour des rapidités de  $|\eta| < 2.5$  [41].

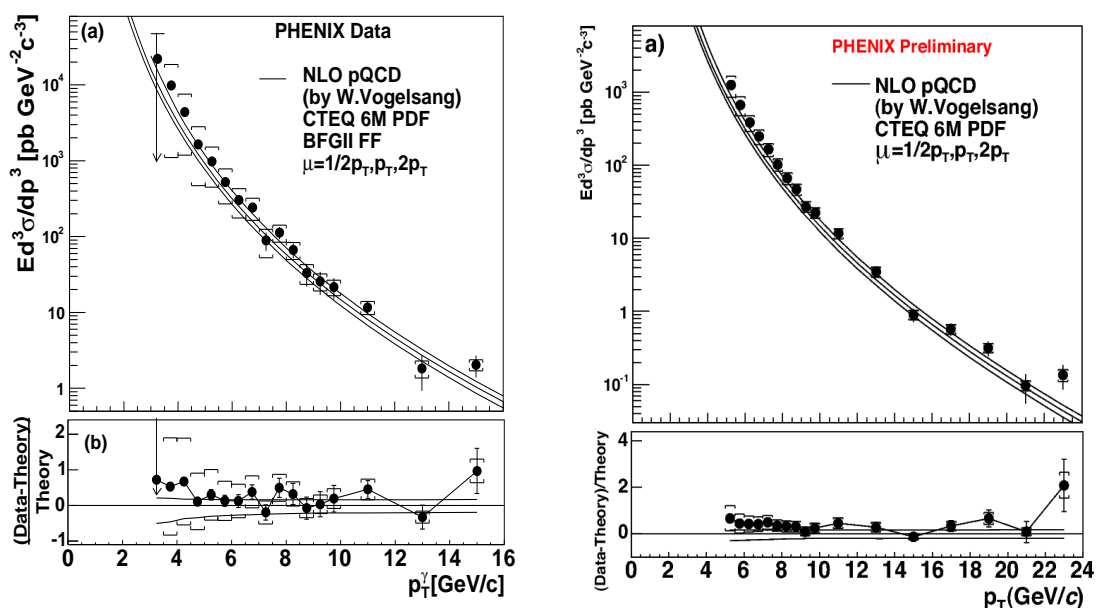


FIGURE 1.16 – Section efficace de photons différentielle en  $p_T$  mesurée par l’expérience PHENIX en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s}=200$  GeV [25] (résultats plus récents, préliminaires, à droite [54]), et prédictions théoriques au NLO, pour trois échelles  $\mu$  :  $\mu = (0.5, 1, 2) p_T$ . Les panneaux en bas montrent le rapport données/théorie.

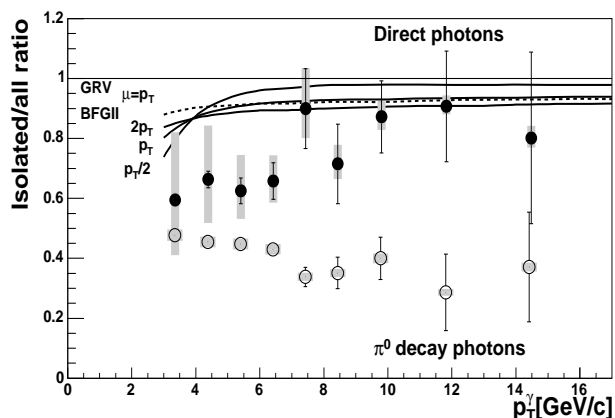


FIGURE 1.17 – Rapport des photons prompts isolés et des photons prompts mesurés par PHENIX en collisions  $p$ - $p$  à 200 GeV par la méthode du “ $\pi^0$  tagging” (en cercles pleins). Les courbes représentent les prédictions théoriques, pour trois échelles  $\mu$  et en utilisant deux fonctions de fragmentation différentes : BFGII et GRV. Les cercles ouverts représentent le rapport des photons du  $\pi^0$  isolés et de tous les photons de décroissance du  $\pi^0$ . La figure est extraite de [25].

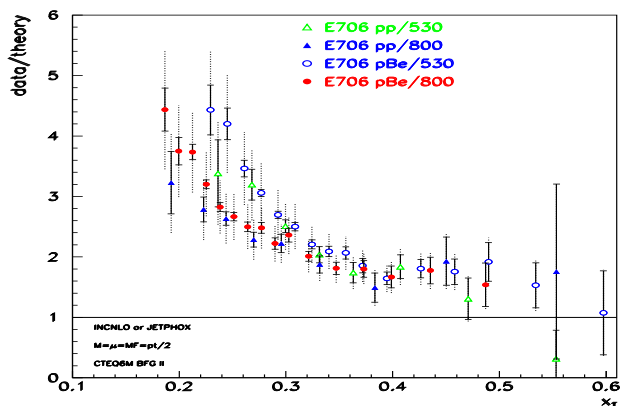


FIGURE 1.18 – Rapport des sections efficaces de photons obtenues avec les données de l’expérience E706 et avec la théorie. La figure est extraite de [35].

Contrairement à la mesure de l’expérience CDF décrite ci-dessous, lors de laquelle un excès de photons d’énergie transverse supérieure à 10 GeV avait été observé par rapport à la théorie, la section efficace mesurée était en bon accord avec les calculs théoriques pour des photons d’énergie transverse supérieure à 36 GeV.

Lors du run II du Tevatron de 2002-2004 en collisions  $p\text{-}\bar{p}$ , la section efficace de photons prompts isolés de  $23 < p_T < 300$  GeV/c, a été mesurée pour une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et pour des rapidités de  $|\eta| < 0.9$  [42]. Un photon est “candidat à l’isolement” si le cluster de cellules, formé dans le calorimètre, est contenu dans un cône de rayon  $R = 0.4$ , qu’il a une énergie suffisante et que l’étude de correspondance cluster-trace chargée donne un résultat inférieur à 0.1%. Un photon est dit “isolé” s’il satisfait  $(E(0.4) - E(0.2))/E(0.2) < 0.1$ , où  $E(0.4)$  est l’énergie totale dans un cône de rayon 0.4 et  $E(0.2)$  est l’énergie électromagnétique dans un cône de rayon 0.2, autour du photon candidat. La figure 1.19 montre la section efficace de photons prompts isolés obtenue avec ces critères, en fonction de l’impulsion transverse du photon candidat. Les résultats des calculs théoriques au second ordre sont superposés. Le rapport données-théorie est également présenté, sur la partie du bas.

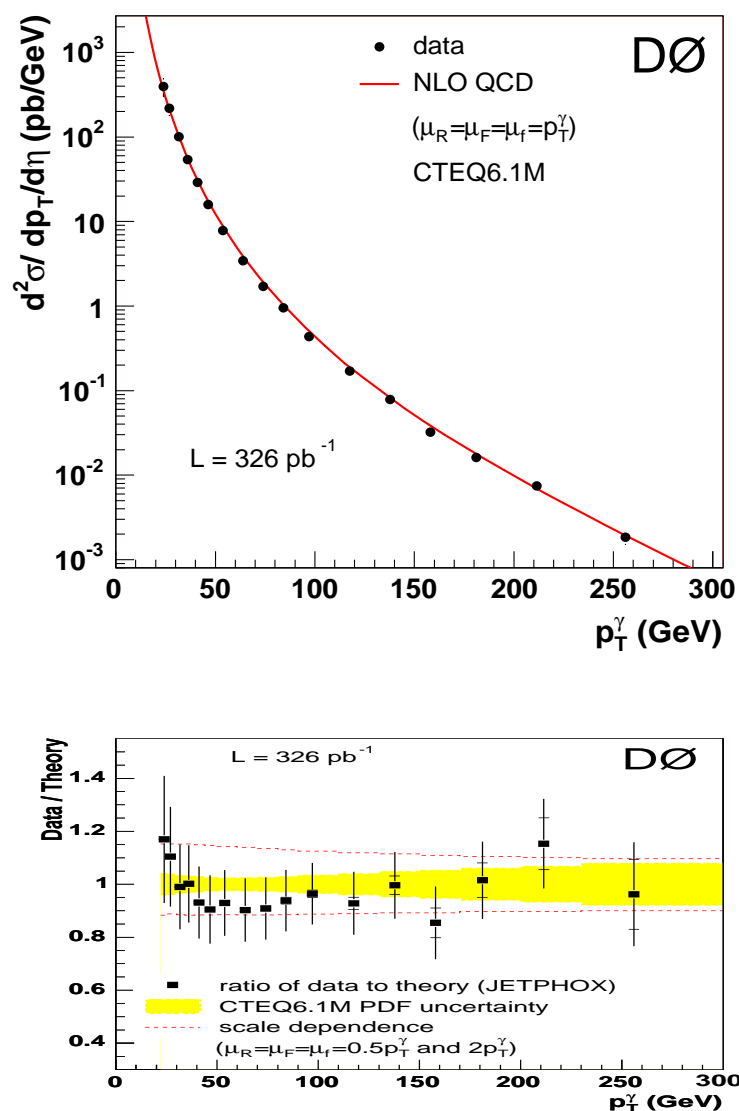
Le calorimètre de l’expérience D0 est un calorimètre à Argon liquide et uranium [64]. Il est constitué de trois sous-calorimètres : un tonneau central et deux bouchons externes. Il est segmenté en cellules, elles-mêmes constituées de tours de  $\delta\eta \times \delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ . La partie centrale couvre une région en  $|\eta| < 1.1$  et les deux parties externes l’étendent à  $|\eta| < 4.2$ . Le nombre de longueurs de radiation du matériel devant le calorimètre est grand, entre 3.5 et 4.5  $X_0$ .

### L’expérience CDF du Tevatron :

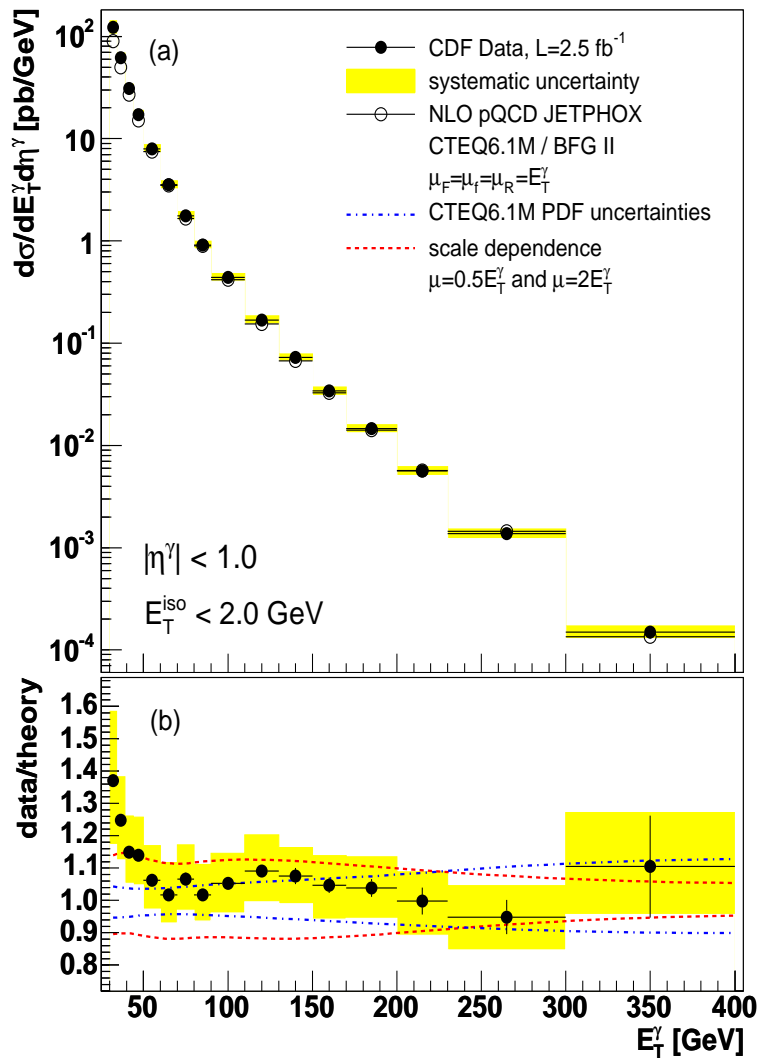
L’expérience CDF [65] a, elle aussi, mesuré un spectre de photons isolés. La section efficace de photons isolés en collisions  $p\text{-}\bar{p}$  à 0.63 et 1.8 TeV, a été mesurée [43]. Les deux ensembles de données sont en accord quantitatif avec les prédictions de pQCD, mais un désaccord de forme est observé. Le critère d’isolement utilisé était de décréter un photon isolé si l’énergie transverse dans les  $3 \times 3$  tours entourant le photon (ce qui est équivalent à un cône de rayon  $R = 0.4$ ) est inférieure à 4 GeV.

En décembre 2009, des résultats concernant la section efficace de photons prompts isolés à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV en collisions  $p\text{-}\bar{p}$  auprès de l’expérience CDF et à mi-rapidité, ont été publiés [66]. Elle a été mesurée entre 30 and 400 GeV/c, en utilisant une luminosité intégrée de  $2.5 \text{ fb}^{-1}$ . Les résultats sont en accord avec les calculs NLO de pQCD, en tenant compte des incertitudes, pour une énergie transverse du photon de 50 à 400 GeV. Dans ce cas, les photons candidats émis à mi-rapidité et d’énergie transverse supérieure à 30 GeV sont isolés si la somme des énergies dans un cône de rayon  $R = 0.4$  autour du photon est inférieure à 10% de l’énergie du photon. La figure 1.20 montre ce résultat, ainsi que le rapport données/théorie.

Le calorimètre de l’expérience CDF, qui est un calorimètre à échantillonnage, basé sur la scintillation, couvre une région en  $|\eta| < 3.6$ . Sa granularité est de  $\delta\eta \times \delta\Phi = 0.1 \times 0.26$ . La quantité de matériau devant le calorimètre, situé à  $\sim 2$  m du point d’interaction, représente 6 longueurs de radiation.



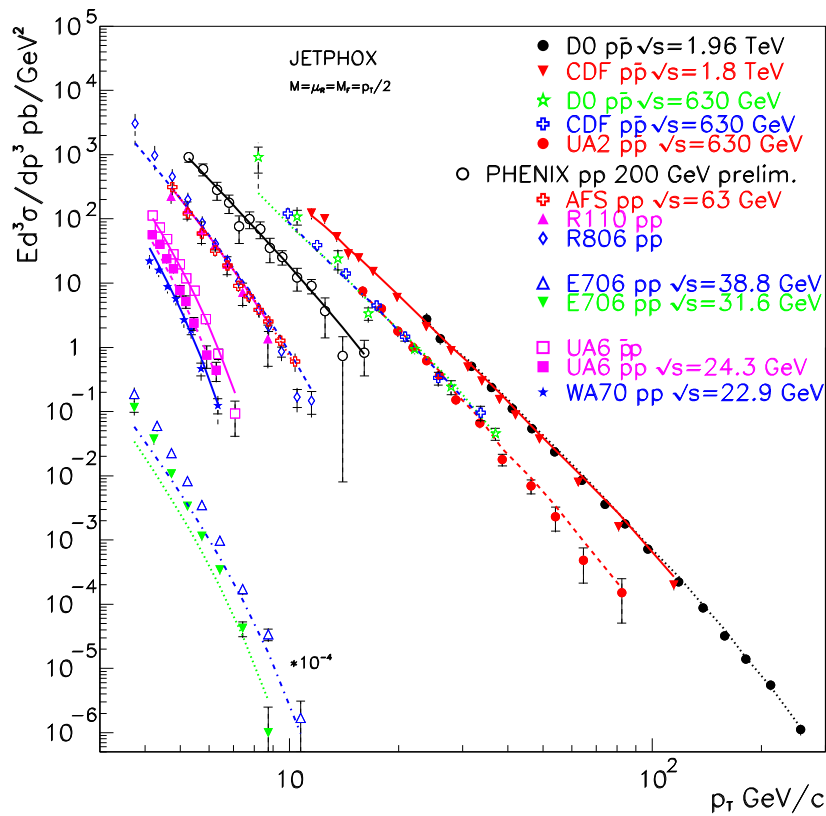
**FIGURE 1.19** – En haut, section efficace de photons isolés mesurée en fonction de  $p_T$  lors de l’expérience DØ à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  et superposition des données avec la théorie au NLO, calculée avec JETPHOX. En bas, rapport de la section efficace de photons isolés mesurée sur la section efficace théorique. Les barres verticales correspondent à l’incertitude totale, alors que les barres intérieures correspondent à l’erreur statistique. Les pointillés représentent l’incertitude due à l’échelle théorique  $\mu$  utilisée. Enfin, la zone en gris clair correspond à l’incertitude sur les distributions partoniques utilisées (ici CTEQ6.1). La figure est extraite de [42].



**FIGURE 1.20** – Section efficace de photons isolés mesurée en fonction de  $p_T$  lors de l'expérience CDF à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV et superposition des données avec la théorie au NLO, calculée avec JETPHOX. En bas, rapport de la section efficace de photons isolés mesurée sur la section efficace théorique. La figure est extraite de [66].

Réaction	Collab./Exp. (Accél.)	$\sqrt{s}$ (GeV)	Ref.	y (c.m.)	Domaine en $p_T$ (GeV/c)	Nbre. de points	Mesure
$p-p \rightarrow \gamma + X$	E704 (FNAL)	19.40	(Adams <i>et al.</i> ) [61]	0.0	2.5 – 3.8	5	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	WA70 (CERN)	22.96	(Bonesini <i>et al.</i> ) [50]	-0.36 – 0.62	4.0 – 6.0	5	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	NA24 (CERN)	22.96	(De Marzo <i>et al.</i> ) [49]	-0.77 – 0.57	3.0 – 6.0	5	incl.
$p-p, p-\bar{p} \rightarrow \gamma + X$	UA6 (SPS)	24.3	(Ballocchi <i>et al.</i> ) [51]	-0.2 – 1.0	4.1 – 6.1	6	incl.
$p-p, p-\bar{p} \rightarrow \gamma + X$	UA6 (SPS)	24.3	(Ballocchi <i>et al.</i> ) [36]	-0.1 – 0.9	4.1 – 7.7	10	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	E706 (FNAL)	31.6	(Apanasevich <i>et al.</i> ) [62, 35]	0.0	3.5 – 10.8	8	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	E706 (FNAL)	38.8	(Apanasevich <i>et al.</i> ) [35]	0.0	3.5 – 12.	9	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	R-806 (ISR)	45.0	(Darriulat <i>et al.</i> ) [1]	-0.2 – 0.2	1.6 – 3.8	11	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	R-806 (ISR)	53.0	(Darriulat <i>et al.</i> ) [1]	-0.2 – 0.2	1.6 – 3.8	11	incl.
$p-p, p-\bar{p} \rightarrow \gamma + X$	R-807 (ISR)	53.0	(Akeson <i>et al.</i> ) [46]	-0.7 – 0.7	3.0 – 6.5	5	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	R-108 (ISR)	62.4	(Angelis <i>et al.</i> ) [45]	-0.45 – 0.45	5.0 – 13.0	8	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	R-110 (ISR)	63.0	(Angelis <i>et al.</i> ) [33]	-0.8 – 0.8	4.5 – 10.0	7	incl.
$p-p \rightarrow \gamma + X$	PHENIX (RHIC)	200.	(Adler <i>et al.</i> ) [24]	-0.35 – 0.35	5.0 – 8.0.	5	incl.
$p-p \rightarrow \gamma, \gamma_{isol} + X$	PHENIX (RHIC)	200.	(Adler <i>et al.</i> ) [25]	-0.35 – 0.35	3.0 – 16.0	17	$R=0.5, \epsilon=0.1$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	UA1 (SppS)	546.	(Albajar <i>et al.</i> ) [13]	0, 1.1, 2.3	17. – 46.	16	$R=0.7, \min(E_h=2 \text{ GeV}, \epsilon=0.1)$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	UA1 (SppS)	630.	(Albajar <i>et al.</i> ) [13]	0, 1.1, 2.3	17. – 90.	39	$R=0.7, \min(E_h=2 \text{ GeV}, \epsilon=0.1)$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	UA2 (SppS)	630.	(Ansari <i>et al.</i> ) [67]	0.	13. – 75.0	14	$R=0.53, E_h=2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	UA2 (SppS)	630.	(Ansari <i>et al.</i> ) [67]	1.0 – 1.8	13. – 43.7	8	$R=0.53, E_h=2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	UA2 (SppS)	630.	(Alitti <i>et al.</i> ) [14]	-0.76 – 0.76	15.9 – 82.3	13	$R=0.265, \epsilon=0.25$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	CDF (Tevatron)	630	(Acosta <i>et al.</i> ) [43]	-0.9 – 0.9	9. – 35.	7	$R=0.4, E_h < 4 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	CDF (Tevatron)	1800.	(Abe <i>et al.</i> ) [68]	-0.9 – 0.9	12.3 – 114.7	16	$R=0.7, E_h=2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	D0 (Tevatron)	1800.	(Abachi <i>et al.</i> ) [69]	-0.9 – 0.9	9.0 – 126.	23	$R=0.4, 0.2, E_h=2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	D0 (Tevatron)	1800.	(Abachi <i>et al.</i> ) [69]	1.6 – 2.5	9.0 – 126.	23	$R=0.4, 0.2, E_h=2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	D0 (Tevatron)	1800.	(Abbott <i>et al.</i> ) [41]	-0.9 – 0.9	10. – 140.	9	$R=0.4, E_h < 2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	D0 (Tevatron)	1800.	(Abbott <i>et al.</i> ) [41]	$\pm 1.6 - \pm 2.5$	10. – 140.	9	$R=0.4, E_h < 2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	CDF (Tevatron)	1800	(Acosta <i>et al.</i> ) [43]	-0.9 – 0.9	11. – 120.	17	$R=0.4, E_h < 4 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	CDF (Tevatron)	1800	(Acosta <i>et al.</i> ) [44]	-0.9 – 0.9	10. – 65.	17	$R=0.4, E_h < 1 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	D0 (Tevatron)	630, 1800	(Abazov <i>et al.</i> ) [70]	-0.9 – 0.9, 1.6 – 2.5	7.0 – 50.	7	$R=0.4, E_h < 2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	D0 (Tevatron)	1960.	(Abazov <i>et al.</i> ) [42]	-0.9 – 0.9	23. – 300.	17	$R=0.4, E_h < 2 \text{ GeV}$
$p-\bar{p} \rightarrow \gamma_{isol} + X$	CDF (Tevatron)	1960.	(Aaltonen <i>et al.</i> ) [66]	-1.0 – 1.0	30. – 400.	16	$R=0.4, \epsilon = 0.1$

**TABLE 1.1** – Résumé des différentes mesures de photons prompts et photons prompts isolés en collisions  $p-p$  et  $p-\bar{p}$ . Pour chaque (1) réaction, nous donnons (2) le nom de la collaboration/expérience, (3) l'énergie dans le centre de masse, (4) la référence bibliographique, (5) le domaine en rapidité, (6) la gamme en  $p_T$  mesurée, (7) le nombre total de points, (8) les critères d'isolement utilisés.



**FIGURE 1.21** – Sections efficaces invariantes de photons prompts isolés en fonction de  $p_T$  mesurées au monde en  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$ , comparées aux prédictions JETPHOX NLO (les derniers résultats de CDF et PHENIX ne sont pas inclus). La figure est extraite de [15].

**Récapitulatif des différentes mesures historiques de photons** Nous avons rassemblé tous ces résultats dans le tableau 1.1, qui récapitule les différentes mesures de photons et de photons isolés en collisions  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$ , ainsi que leurs caractéristiques. La figure 1.21 présente également un récapitulatif des différentes sections efficaces de photons isolés mesurés en collisions  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$  au monde jusqu'en 2005 [15]. Plus de 350 points expérimentaux, concernant la section efficace de photons isolés et inclusifs, ont ainsi été obtenus.

**En conclusion, il existe un bon accord des résultats obtenus par les expériences sur cible fixe et celles auprès des collisionneurs, avec les calculs NLO de section efficace pour les photons prompts et photons prompts isolés. Pour les calculs théoriques, les incertitudes les plus significatives proviennent des choix d'échelles. Ceci sera aussi valable aux énergies du LHC. Il y a également un accord entre les mesures et les calculs en terme de section efficace de production de photons prompts inclusifs et photons prompts isolés aux énergies précédemment testées. La seule exception concerne les résultats expérimentaux de E706 [35] où non seulement le rapport expérience/théorie révèle un facteur 2 voire 3 fois supérieur au même rapport pour les autres expériences, mais aussi la dépendance en impulsion transverse  $p_T$  est différente (en terme de forme du spectre).**

### 1.4.2 Leçons pour ALICE

L'expérience ALICE au LHC va fonctionner jusqu'à 14 TeV, soit un facteur 7 de plus qu'au Tevatron. Mais si l'on compare la production de photons isolés entre différentes expériences, il est indispensable de regarder les caractéristiques des différents calorimètres. En comparant les calorimètres de PHENIX, CDF et D0, il est clair que ceux de CDF et D0 ont une mauvaise granularité ( $0.1 \times 0.26$  et  $0.1 \times 0.1$  respectivement), comparée à celle de PHENIX et, de plus, ils sont situés très proches du point d'interaction : moins d'un mètre pour D0, et deux mètres pour CDF. A cette distance, les photons du  $\pi^0$  n'ont pas le temps de se séparer suffisamment avant d'atteindre le calorimètre.

Ce sont précisément les raisons pour lesquelles les expériences CDF et D0 n'ont pas fait de mesure inclusive de photons mais seulement une mesure de photons isolés, la mesure de photons inclusifs étant bien trop difficile avec une mauvaise granularité et une distance aussi petite au point d'interaction. De plus, les calorimètres du Tevatron ont devant eux une quantité importante de matériaux (notamment un système de trajectographie dense) qui rend difficile la mesure des photons à petites impulsions transverses, car ils se convertissent en une paire  $e^+e^-$  de petit  $p_T$  déviée dans le champ magnétique de l'expérience.

Par contre, l'expérience PHENIX, dont le calorimètre est situé à environ 5m du point d'interaction, possède une granularité nettement meilleure ( $\delta\eta \times \delta\Phi = 0.01 \times 0.01$ ) ainsi qu'un nombre de longueurs de rayonnement ( $\sim 10\% X_0$ ) bien inférieur. Ces caractéristiques sont imposées par les conditions de mesure dans les collisions d'ions lourds avec une très haute multiplicité de particules. Ainsi, bien qu'avec une acceptation beaucoup plus limitée que celle des détecteurs au Tevatron, PHENIX a été capable de faire une mesure de section efficace de photons inclusifs, comme de photons isolés, à des impulsions transverses plus petites.

ALICE a suivi le même chemin que PHENIX pour son calorimètre électromagnétique, EMCAL, que nous présenterons dans le chapitre 3. Les calorimètres de PHENIX et d'ALICE ont en effet de grandes similarités en termes de distance au point d'interaction, granularité et nombre de longueurs de radiation. Cela devrait donc permettre à ALICE d'effectuer, comme PHENIX, une mesure de photons inclusifs, comme de photons isolés. Nous discuterons également dans le chapitre 3 la faisabilité de ces mesures avec les expériences ATLAS et CMS, dont les calorimètres seront comparés à EMCAL.





# 2

## L'expérience ALICE au LHC

### Plan

---

<b>2.1</b>	<b>Le Large Hadron Collider</b>	<b>52</b>
2.1.1	Un peu d'histoire et d'actualité	52
2.1.2	Accélération de particules au LHC	53
<b>2.2</b>	<b>L'expérience ALICE</b>	<b>56</b>
2.2.1	Vue d'ensemble	56
2.2.2	Les détecteurs à rapidité centrale	57
2.2.3	Les détecteurs à grande rapidité	62
2.2.4	Le système de déclenchement d'ALICE	64
<b>2.3</b>	<b>ALICE et la première année de prise de données</b>	<b>66</b>

---

### Résumé

*Nous avons vu l'importance de l'étude des photons, notamment des photons prompts, qui sont émis au moment de l'interaction et ne proviennent pas de décroissances de hadrons, pour comprendre et contraindre les différents ingrédients des modèles théoriques calculant les processus durs (pQCD), mais également pour tenter de caractériser le QGP. Les moyens d'étude de la physique des particules sont nombreux, mais le LHC est certainement le projet le plus monumental qui lui ait jamais été consacré. Dans ce chapitre, le collisionneur LHC et l'expérience ALICE sont brièvement décrits.*

Le **LHC** (*Large Hadron Collider*) [71] est un grand accélérateur de particules, qui a été mis en opération fin 2009 au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire), près de Genève, à la frontière entre la France et la Suisse. Implanté dans l'ancien tunnel circulaire du LEP (*Large Electron Positron Collider*), d'une circonférence de 27 km et à une profondeur allant jusqu'à 100 m, il permet d'accélérer des hadrons à des énergies jamais atteintes auparavant dans un collisionneur.

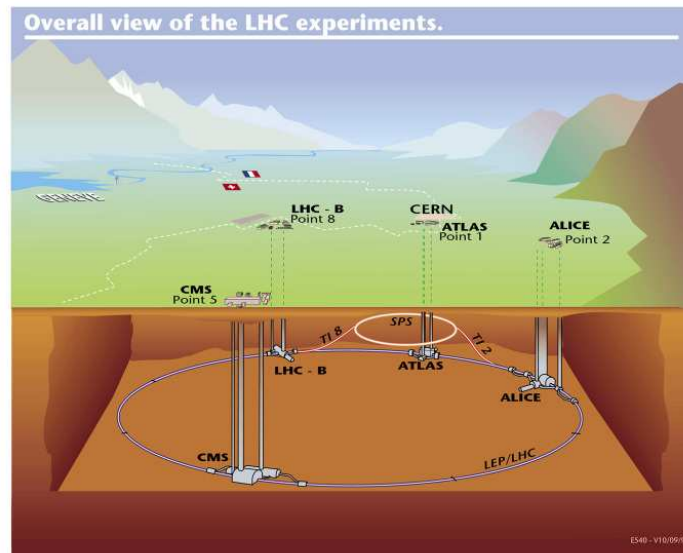


FIGURE 2.1 – Croquis du tunnel du LHC et de ses principales expériences.

Sept expériences sont installées auprès de cet accélérateur. Quatre principales :

- ATLAS [72] (*A Toroidal LHC ApparatuS*), dont le but principal sera de mettre en évidence le boson de Higgs et de la physique au delà du Modèle Standard (e.g. des particules super-symétriques) en collisions proton-proton ;
- CMS [73] (*Compact Muon Solenoid*) [74] également dédiée à la recherche du boson de Higgs et de la nouvelle physique. Elle aura aussi l'ambition d'étudier les événements issus des collisions d'ions lourds et tester ainsi les principes de la QCD ;
- ALICE [75] (*A Large Ion Collider Experiment*) sera dédiée à l'étude de la QCD en collisions  $p$ - $p$  et de la matière de quarks et gluons via les collisions d'ions lourds. Elle fera l'objet du chapitre suivant ;
- LHCb [76] (*Large Hadron Collider-beauty*) est destinée à l'étude de la violation CP via la production des quarks  $b$  ;

Trois autres expériences, certes de moins grande envergure, mais néanmoins d'intérêt certain, complètent le dispositif LHC :

- TOTEM [77] (*TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement*) chargée de mesurer les interactions élastiques des collisions  $p$ - $p$ , à très petits angles et ainsi calculer, entre autres, la taille du proton ou la luminosité au LHC ;
- LHCf [78] (*Large Hadron Collider-forward*), destinée à étudier la production de particules neutres à très grande rapidité, pour contraindre les modèles d'interaction des rayons cosmiques de très grandes énergies avec l'atmosphère ;
- MoEDAL [79] étudiera la possible production de nouvelles particules massives stables (comme des monopôles magnétiques) fortement ionisantes.

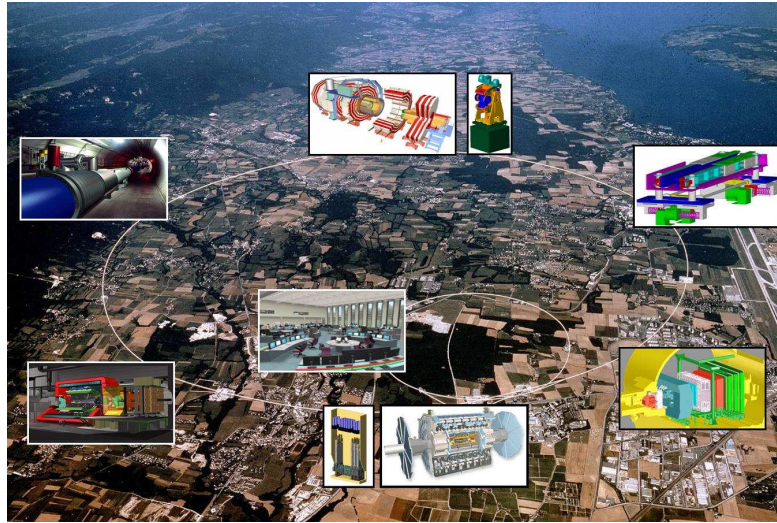


FIGURE 2.2 – Le LHC en images.

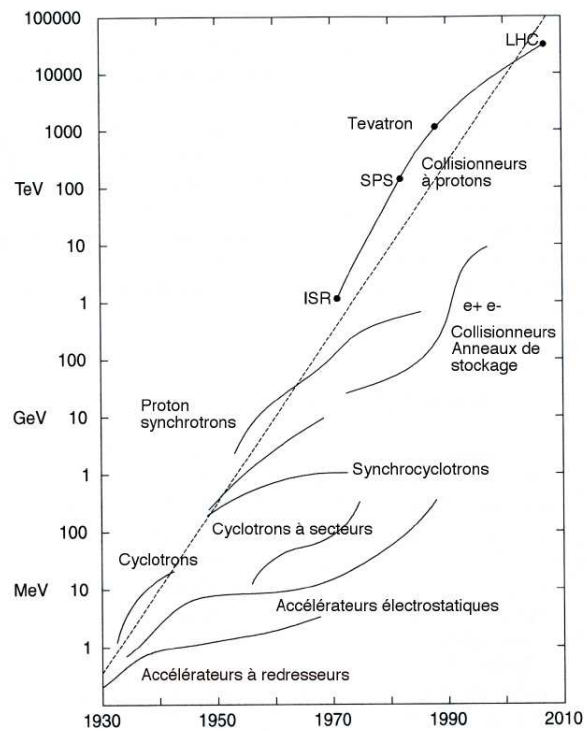


FIGURE 2.3 – Le diagramme de Livingston représentant les différents accélérateurs et collisionneurs en fonction du temps et de leur énergie disponible dans le référentiel d'une des particules interagissantes.

## 2.1 Le Large Hadron Collider

### 2.1.1 Un peu d'histoire et d'actualité

#### 2.1.1.1 Genèse d'un projet, du LEP au LHC

Quelques repères chronologiques permettront de comprendre la longue genèse du projet LHC, pour lequel il aura fallu plus de 25 ans, depuis sa conception jusqu'à sa mise en marche. En 1954 naît, au CERN, le premier accélérateur synchrotron de protons (sur cible fixe) : le PS (Proton Synchrotron). Il atteindra, dans le référentiel du laboratoire, une impulsion de 30 GeV/c. Il donnera naissance, en 1976, au SPS (Super Proton Synchrotron), qui, alimenté par le PS, accélère les protons jusqu'à 300 GeV/c. Puis, pour augmenter encore l'énergie disponible dans le centre de masse, les collisionneurs, qui sont les machines de pointe actuelles, ont fait leur apparition. Dans les années 70-80, le collisionneur ISR (Intercepting Storage Ring) réalise des collisions  $p-p$  jusqu'à  $\sqrt{s}=63$  GeV. En 1981, le SPS est transformé en collisionneur SpS et fait collisionner des protons et anti-protons à plusieurs centaines de GeV. Puis l'anneau du LEP (Large Electron Positron) est construit entre 1980 et 1990. Il permettra d'accélérer des électrons et positrons jusqu'à environ 100 GeV, alimenté par à la fois le PS et le SPS. Le diagramme de Livingston, représenté sur la figure 2.3, montre la croissance exponentielle de l'énergie des faisceaux accélérés jusqu'à nos jours.

Alors que commençaient les premiers travaux pour la construction du LEP, en 1981, il paraissait déjà évident qu'il fallait anticiper, afin que le tunnel pût éventuellement accueillir la génération suivante de collisionneurs. En 1984, dans le cadre du comité européen sur les futurs accélérateurs, la question est posée de savoir si un grand collisionneur de protons, construit dans le tunnel du LEP, serait un instrument approprié. En décembre 1991, le conseil du CERN admet dans une déclaration historique que « le LHC est la machine qui convient pour assurer la poursuite de la mission du CERN et l'avenir de celui-ci ».

Il existe quatre catégories de collisionneurs :

- électrons contre positrons : SLAC, LEP ;
- électrons contre protons : HERA ;
- hadrons contre hadrons (protons contre protons, proton contre antiprotons) : SpS, RHIC, Tevatron, LHC ;
- ions contre ions<sup>1</sup> : RHIC et LHC.

Par ailleurs, sont également envisagées des collisions électrons contre ions (projets eRHIC et LHeC).

#### 2.1.1.2 Qu'en est-il aujourd'hui

Une date historique a été le 10 septembre 2008, date à laquelle le LHC a été mis en marche et les deux faisceaux avaient alors correctement circulé. Les phases de réglages ont continué jusqu'à l'incident du 19 septembre 2008. En effet, lors des essais d'alimentation du circuit des dipôles principaux dans le secteur 3-4 du LHC<sup>2</sup>, la défaillance d'une connexion électrique s'est produite, dans une région située entre un dipôle et un quadripôle, ce qui a entraîné des détériorations mécaniques et une fuite d'hélium des masses froides des aimants vers le tunnel. Suite à cet incident, un nouveau calendrier de redémarrage du LHC a été annoncé. Le 20 Novembre 2009, les faisceaux de protons circulent à nouveau dans le LHC. Un mois de prise de données fructueux a eu lieu, ce qui a permis de recueillir suffisamment de données  $p-p$  à  $\sqrt{s}=900$  GeV et à 2.37 TeV pour pouvoir calibrer les détecteurs et sortir les premiers résultats. Un court arrêt technique a été instauré pendant la période des fêtes de fin d'année.

Le LHC fonctionne depuis mars 2010 sans interruption en collisions  $p-p$  à  $\sqrt{s}=7.0$  TeV. D'ici à la fin 2011, on s'attend à accumuler une luminosité intégrée (cf section 2.1.2.1) de  $1 \text{ fb}^{-1}$ , ce qui permettra aux expériences de disposer de suffisamment de données pour effectuer les premières analyses dans le cadre du Modèle Standard (mesures QCD et électrofaibles), visant la nouvelle physique. Le nouveau calendrier, donné à Chamonix en février 2010, prévoit aussi des collisions de plomb, en novembre 2010 et 2011.

1. L'ISR avait aussi réalisé des collisions  $\alpha-\alpha$  à  $\sqrt{s}\sim 30$  GeV.

2. le LHC est divisé en 8 secteurs

## 2.1.2 Accélération de particules au LHC

### 2.1.2.1 Les anneaux du LHC

Plus précisément, le LHC est un collisionneur supra-conducteur constitué de deux anneaux, qui permettront de faire circuler, en sens contraire, deux faisceaux de particules, soit des protons, soit des ions lourds (voir figure 2.4).

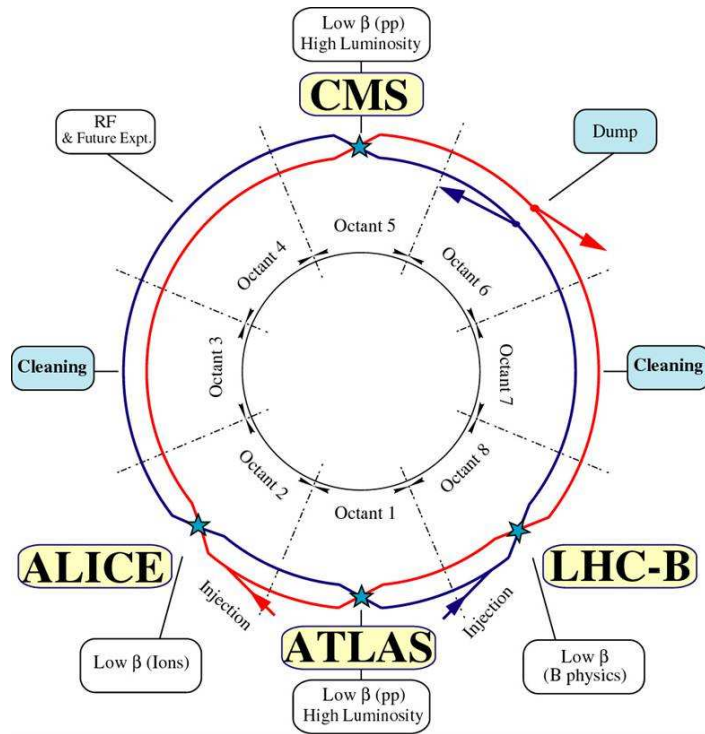


FIGURE 2.4 – Schéma des deux faisceaux du LHC circulant en sens opposé et leur quatre points de croisement (interaction).

Le programme physique du LHC donnera priorité aux collisions proton-proton ( $p-p$ ). Cependant, chaque année, un mois environ sera alloué aux collisions d'ions lourds, principalement Plomb-Plomb ( $Pb-Pb$ ). D'autres combinaisons projectile-cible ( $p-Pb$ ,  $Ar-Ar$ , ...) sont également attendues. Les faisceaux seront produits et pré-accelérés à l'intérieur de la chaîne d'accélérateurs du CERN et ensuite injectés dans le LHC. Ce sera le premier accélérateur capable de générer, dans sa configuration optimale, des collisions  $p-p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, ce qui représente un facteur 7 par rapport aux énergies Tevatron, et des collisions  $Pb-Pb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV, un facteur 30 par rapport aux énergies RHIC. A ces énergies jamais atteintes auparavant, le LHC est l'ultime machine, pour étudier le Modèle Standard et ses possibles extensions, ainsi que la matière de quarks à très hautes densités d'énergie, à l'aide de sondes dures. Pour atteindre une telle performance, ces faisceaux sont guidés par 1232 aimants dipolaires supra-conducteurs, refroidis à 1.9 K, délivrant un champ magnétique de 8.4 Tesla. Des dipôles pour la courbure et des quadripôles pour la focalisation, répartis sur la longueur du collisionneur. Ces aimants permettent également de réguler la **luminosité** à l'entrée de chacun des points d'interaction. Celle-ci représente le nombre de particules par unité de surface et de temps. Elle se mesure en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La haute luminosité d'un collisionneur est aussi importante que la haute énergie dans la recherche d'évènements rares. Le tableau 2.1 montre les caractéristiques des faisceaux.

De plus, les deux tubes de faisceaux sont soumis à un vide extrême de  $10^{-10}$  Torr, à l'aide de chambres à vide, afin d'éviter au maximum les interactions entre le faisceau et le gaz résiduel. Les faisceaux eux-mêmes sont constitués chacun de 2.835 paquets de protons que l'on nomme des *bunches*. Ils sont séparés par 7.5 m, ce qui veut dire que, dans sa configuration nominale, il en passe un toutes les 25 nanosecondes en un point du LHC. Chaque paquet comporte environ  $10^{11}$  protons mais seuls 20 d'entre eux en moyenne entreront en collision, ce



	protons	Pb <sup>82+</sup>
Energie [TeV/nucléon]	7	2.76
Energie de collision dans le CM [TeV]	14	5.5
Energie stockée par faisceau [MJ]	362	3.81
Nombre de particules par paquet : N	$1.1 \cdot 10^{11}$	$6.8 \cdot 10^7$
Nombre de paquets par faisceau : k	2808	592
Période des paquets [ns]	25	100
Angle de croisement $\theta_c$ [ $\mu$ rad]	285	285
Luminosité maximale [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$10^{34}$	$10^{27}$
Luminosité auprès d'ALICE [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$3 \cdot 10^{30}$	$10^{27}$

TABLE 2.1 – Caractéristiques nominales des faisceaux de protons et de plomb au LHC.

qui fait environ  $10^9$  milliards de collisions par seconde. Parmi celles-ci, seules une centaine peuvent être enregistrées par le système d'acquisition des données (cf section 2.2.4). Vu les premières mesures à 7 TeV [80], on s'attend à 14 TeV à une moyenne d'environ 10 particules produites à mi-rapacité, pour chaque collision dans les détecteurs qui équipent le LHC. La luminosité nominale prévue est  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour les collisions  $p$ - $p$  et  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour les collisions  $Pb$ - $Pb$ . Cependant, il est à noter que seulement CMS et ATLAS seront capable d'opérer à la luminosité maximale ; ALICE travaillera à une luminosité nominale réduite de  $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , de façon à éviter l'empilement (ou *pile-up*) des collisions dans les détecteurs TPC et ITS.

Pour obtenir l'énergie finale des protons ou ions, une succession d'accélérateurs est nécessaire.

### 2.1.2.2 La chaîne d'injection du LHC

L'accélération des hadrons chargés est réalisée par étapes. La chaîne d'accélération est décrite sur la figure 2.5.

#### 1<sup>ère</sup> étape : source de protons et source d'ions

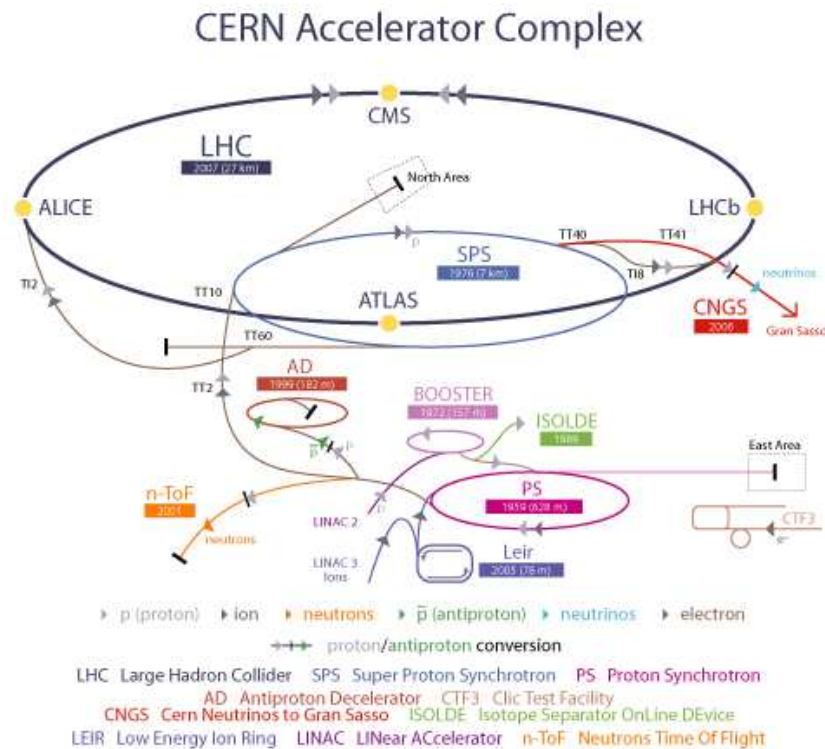
Elle consiste à l'extraction des protons (à partir de l'hydrogène) ou des ions (source de plomb). Les protons sont produits dans une source duo-plasmatronique, qui consiste à introduire l'hydrogène gazeux dans une chambre à vide. Dans cette chambre, une cathode sous forme de filaments émet des électrons. L'interaction des électrons et du gaz entraîne l'ionisation de l'hydrogène et la formation d'un plasma électromagnétique. La constriction de l'hydrogène (maintenant  $\text{H}^+$ ) par un champ magnétique permet son extraction grâce à l'anode au travers d'un canal. Le faisceau ainsi généré sera étendu avant de former le faisceau de protons qui sera injecté dans l'accélérateur linéaire LINAC 2 (pour *LINear ACcelerator*).

Pour les ions, la source est à résonance cyclotronique (ECR : *Electronic Cyclotron Resonance*). Dans ces sources, les ions sont obtenus par ionisation d'un gaz ou d'une vapeur métallique. Au LHC, du métal est évaporé puis glacé sous forme de plasma électromagnétique au coeur d'une enceinte où règne un champ magnétique, permettant aux électrons du milieu d'orbiter. Le principe de la résonance cyclotronique va consister en l'application d'ondes électromagnétiques sur le système. Ces ondes, en résonance avec la fréquence d'orbite des électrons, imposeront une accélération des électrons et un accroissement de leurs rayons orbitaux. Ces électrons énergétiques vont alors arracher les électrons aux ions et former des ions multi-chargés ( $\text{Pb}^{27+}$  dans le cas du plomb) qui seront extraits de la source et injectés dans le LINAC 3.

#### 2<sup>ème</sup> étape : accélération primaire (LINAC 2 et LINAC 3)

Les protons sont groupés par paquets puis pré-accélérés par un dispositif RFQ (*Radio-Frequency Quadripole*) avant d'être insérés dans LINAC 2. Ensuite ce dernier va accélérer les protons d'une énergie de 750 keV à une énergie de 50 MeV, puis les transférer vers un système de post-accélération.

De la même façon, les ions émis par la source ECR seront pré-accélérés avant d'être injectés dans LINAC 3, qui



**FIGURE 2.5** – Le complexe d'accélération du LHC au CERN.

permettra d'atteindre une énergie de 4.2 MeV par nucléon. Il possède, en sortie, un éplucheur, ou *stripper* qui permet d'arracher les électrons aux ions, le  $Pb^{27+}$  devenant ainsi du  $Pb^{54+}$ . Les ions seront ensuite transférés de l'accélérateur linéaire LINAC vers le dispositif LEIR (ou *Low Energy Ion Ring*).

### 3<sup>ème</sup> étape : accélération dans l'injecteur du LHC grâce au PSB (Proton Synchrotron Booster) et au LEIR

Par des lignes de transfert, les protons sont introduits dans le PSB. Celui-ci augmente l'énergie des paquets de protons jusqu'à 1.4 GeV. En sortie, il délivre deux groupes de six paquets de protons qui sont dirigés dans le booster du PS.

Les ions  $Pb^{54+}$  de 4.2 MeV/nucléon sont sélectionnés à l'aide d'un champ magnétique puis accumulés et accélérés à une énergie de 72 MeV/nucléon dans le LEIR, qui confère au faisceau une structure en paquets. Lorsque la luminosité est suffisamment élevée, les paquets sont envoyés vers le booster du PS.

### 4<sup>ème</sup> étape : PS et SPS

Les ions  $H^+$  et  $Pb^{54+}$  sont ensuite stockés dans l'anneau de PS à des énergies de 28 et 5.9 GeV/nucléon respectivement, avant d'être acheminés vers le SPS, dernier dispositif d'injection du LHC. Il accumule trois groupes de 81 paquets de protons (espacés de 25 ns) et, en moins d'une minute, 52 paquets d'ions produits dans le PS. Lors de ce transfert, les atomes de plomb sont de nouveau dépouillés de leurs électrons en étant envoyés sur une feuille d'aluminium et seuls les états  $Pb^{82+}$  sont sélectionnés. Dans le SPS, protons et noyaux de plomb atteignent respectivement des énergies de 450 et 158 GeV/nucléon.

Le LHC a, quant à lui, en charge d'accélérer ces hadrons aux énergies nominales de 7 TeV/nucléon en  $p-p$  et 2.76 TeV/nucléon en  $Pb-Pb$ .

Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux collisions  $p-p$ , qui sont décrites plus explicitement dans le paragraphe suivant.



### 2.1.2.3 Comparaison entre les différents collisionneurs proton-(anti)proton

Le RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), SPS et Tevatron sont trois collisionneurs qui ont précédé le LHC. Le tableau 2.2 résume et compare les principales caractéristiques de ces accélérateurs. Il met en évidence la constante augmentation des capacités des accélérateurs et le bond en avant que va permettre le LHC. Celui-ci permet d'obtenir une énergie dans le centre de masse plus de 7 fois plus importante qu'au Tevatron et une luminosité 50 – 100 fois supérieure. Il se propose donc d'être l'outil le plus à même d'étudier de manière la plus complète possible le Modèle Standard et de mettre en évidence une nouvelle physique.

	SPS	Tevatron	RHIC	LHC
$\sqrt{s}$ (GeV/nucléon)	$p-\bar{p}$ : 900	$p-\bar{p}$ : 1960	$p-p$ : 250	$p-p$ : 14000
Luminosité $\mathcal{L}$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$6 \cdot 10^{30}$	$3.2 \cdot 10^{32}$	$1.4 \cdot 10^{31}$	$10^{34}$

TABLE 2.2 – Comparatif des principaux collisionneurs  $p-p$  et  $p-\bar{p}$ .

## 2.2 L'expérience ALICE

### 2.2.1 Vue d'ensemble

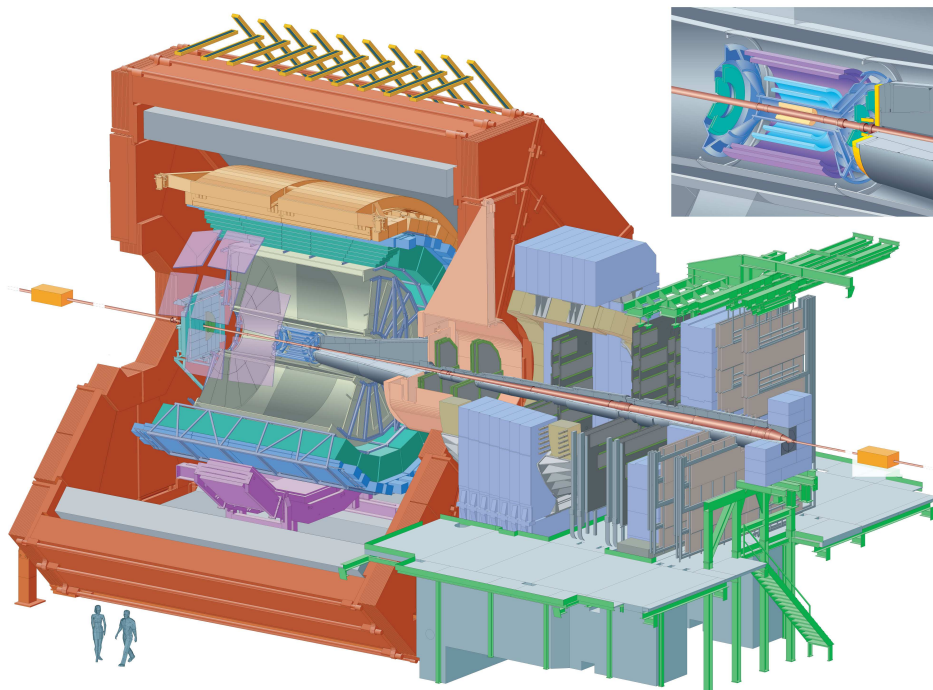


FIGURE 2.6 – Vue d'ensemble de l'expérience ALICE.

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [81, 82], représentée sur la figure 2.6, a été conçue pour l'étude des

collisions d'ions lourds, son objectif principal étant d'étudier la QCD à haute densité d'énergie, par l'intermédiaire du milieu partonique produit lors des collisions  $Pb-Pb$  ultra-relativistes, le Plasma de Quarks et de Gluons. La principale difficulté technique de ce type d'expériences réside dans le grand nombre de particules produites dans l'état final : la **multiplicité**. Les sous-détecteurs de l'expérience ALICE ont été conçus pour s'adapter à un environnement d'ions lourds et pouvoir mesurer les observables intéressantes de cet état de la matière. Cependant, ALICE doit être également capable de mesurer et d'identifier les particules produites en collisions  $p-p$  pour réaliser des mesures de référence de la QCD dans le "vide". ALICE permet la trajectographie et l'identification des particules de bas  $p_T$  ( $\sim 100$  MeV/c) jusqu'à des plus hauts  $p_T$  ( $\sim 100$  GeV/c) dans un environnement à très grande multiplicité en particules et dans un large domaine d'énergie dans le centre de masse. ALICE a été optimisée pour travailler à des multiplicités allant jusqu'à environ 8 000 particules chargées par unité de rapidité, à mi-rapidité, pour les collisions  $Pb-Pb$ . Avant le démarrage du RHIC les calculs théoriques prédisaient des multiplicités de l'ordre de 2 000 à 6 000 particules chargées. En tenant compte des résultats obtenus à RHIC, les dernières extrapolations prédisent une multiplicité autour de 2000 particules chargées par unité de rapidité. L'ensemble du dispositif expérimental est donc élaboré avec une confortable marge de sécurité.

L'observation des particules est prise en charge par trois sous-systèmes de détecteurs : la partie centrale, les détecteurs à l'avant et le spectromètre à muons.

- **La partie centrale, ou tonneau central**, couvre une région en pseudo-rapidité de  $|\eta| \leq 0.9$  est plongée dans un champ magnétique  $B = 0.5$  T généré par un large aimant solénoïdal (L3) et est en charge de la trajectographie et de l'identification des particules chargées et des photons (par conversion en paires  $e^+e^-$ ). Du vertex à la région la plus externe, elle est composée d'un système de trajectographie interne (ITS), d'une grande chambre à projection temporelle (TPC), qui assurent tous deux la reconstruction des trajectoires des particules chargées et leur identification, puis on trouve un détecteur de rayonnement de transition (TRD), pour l'identification des électrons et un détecteur de temps de vol (TOF) pour l'identification des hadrons "stables" (pions, kaons, (anti)protons), tout cela dans une acceptation en azimuth totale. Elle est également composée d'un détecteur d'identification des particules de grande impulsion transverse (HMPID), qui permet d'étendre la gamme en  $p_T$  pour l'identification des particules. L'étude des photons est prise en charge par le calorimètre électromagnétique (EMCAL) et le spectromètre de photons (PHOS).

- **Les détecteurs globaux, à l'avant** permettent de donner le signal de référence aux détecteurs à temps de vol, d'éliminer les événements issus des interactions faisceau-gaz et d'évaluer la centralité des collisions  $Pb-Pb$ . Ils couvrent des régions de petits angles, c'est-à-dire qu'ils sont placés à très grande rapidité.

- Enfin, **le spectromètre à muons**, est chargé de mesurer les spectres des résonances lourdes  $Q\bar{Q}$  dans leur canal de décroissance dimuonique, à grande rapidité :  $2 < y < 4$ .

Nous classerons donc, dans la suite, les détecteurs en deux parties : ceux à rapidité centrale, et ceux à grande rapidité.

### 2.2.2 Les détecteurs à rapidité centrale

Sept détecteurs, complets ou partiellement installés, occupent actuellement la partie à mi-rapidité d'ALICE.

#### ITS - Inner Tracking System [83]

A quelques centimètres du point d'interaction, le système de trajectographie interne, basé sur un détecteur de silicium, est situé au plus proche du vertex et couvre un domaine en rapidité de  $|\eta| < 0.9$  à l'exception de la première couche du détecteur de pixels, qui a une acceptation en rapidité plus large ( $|\eta| < 1.75$ ). Il se compose de six couches cylindriques de détecteurs silicium de haute granularité (17 millions de voies). Les deux premières couches sont constituées de détecteurs à pixels (SPD), les deux couches intermédiaires de détecteurs à dérive (SDD), et les deux couches externes de détecteurs à micro-pistes (SSD) (figure 2.7). D'un autre côté, les quatre couches les plus externes auront une lecture analogue pour permettre la mesure de la perte d'énergie  $dE/dx$  pour l'identification des particules. Basiquement, l'ITS est capable de reconstruire avec précision la trajectoire des particules chargées dont l'impulsion est supérieure à 100 MeV/c, et ce grâce à sa position et sa résolution spatiale de quelques dizaines de  $\mu m$ . Les performances de ce détecteur permettent de déterminer la position des vertex primaires et secondaires de la chaîne de décroissance des mésons charmés et beaux et des hyperons, qui sont des baryons étranges. L'identification des particules se fait en mesurant la trajectoire et la perte d'énergie  $dE/dx$  de celles-ci lorsqu'elles traversent les détecteurs de silicium. Pions et électrons sont bien identifiés pour  $p_T < 150$  MeV/c, les kaons pour

$p_T < 500$  MeV/c et les protons pour  $p_T < 900$  MeV/c (figure 2.7 à droite).

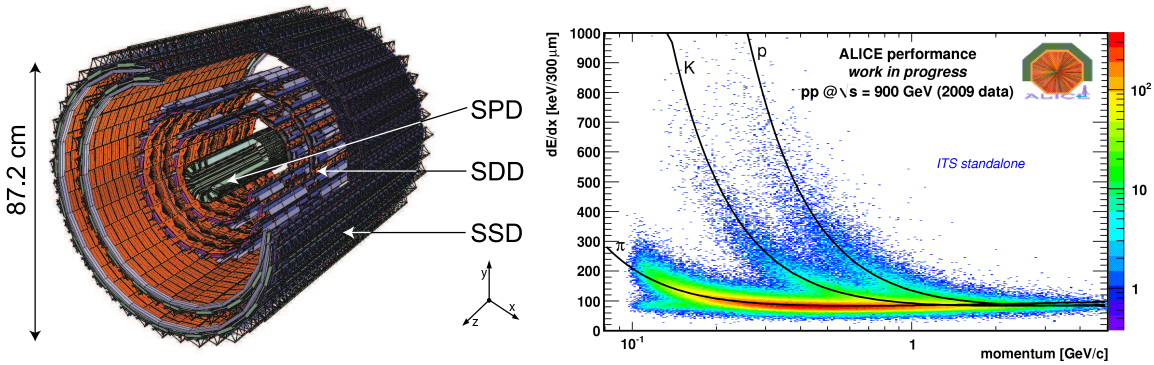


FIGURE 2.7 – L'ITS et ses différentes couches à gauche. A droite, la perte d'énergie mesurée par l'ITS en fonction de l'impulsion de différentes particules, mesurée en collisions  $p$ - $p$  à 900 GeV [84].

### TPC - Time Projection Chamber [85]

La chambre à projection temporelle est le détecteur principal de la partie centrale d'ALICE. C'est un détecteur à gaz, qui a pour but de reconstruire la trajectoire des particules chargées produites dans un domaine en rapidité compris entre  $-0.9 < \eta < 0.9$  avec une efficacité de 90% dans tout l'espace azimutal, de calculer l'impulsion des particules et de les identifier via leur perte d'énergie  $dE/dx$ . Cela est réalisé à l'aide d'un mélange gazeux (Ne :90% et de  $\text{CO}_2$  :10%) enfermé entre deux cylindres de diamètre respectif 85 cm et 2.5 m. Ce volume est scindé en deux régions symétriques par une électrode située au point d'interaction et sur laquelle est appliqué un champ électrique de 100 kV (voir figure 2.8). En traversant la TPC, la trajectoire des particules est mémorisée par le gaz sous forme de traces d'ionisation. Sous l'effet du champ électrique, les charges de ces dernières dérivent vers l'une ou l'autre des extrémités de la chambre constituée de 18 chambres multi-fils proportionnelles représentant 560 000 voies de lecture de différentes tailles. Au final, la TPC permet grandement d'améliorer l'efficacité de reconstruction des vertex primaires et secondaires de l'ITS et permettra d'étudier, pour chaque évènement, la multiplicité et la distribution en  $p_T$  et  $\eta$  et  $\phi$  des particules chargées

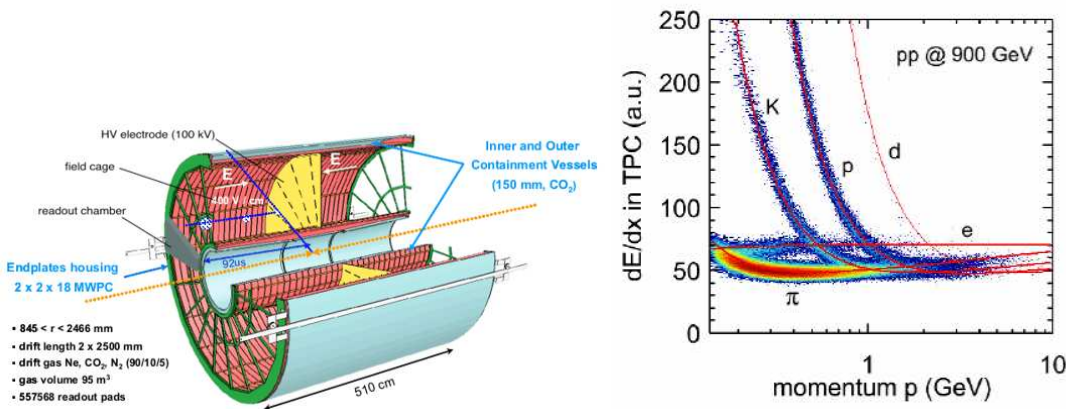


FIGURE 2.8 – La TPC d'ALICE (à droite). Perte d'énergie  $dE/dx$  mesurée pour différentes particules traversant la TPC avec des impulsions  $p_T = 0.1 - 10$  GeV/c (à gauche).

### TRD - Transition Radiation Detector [86]

Le TRD est un détecteur de rayonnement de transition complémentaire à la TPC, destiné à identifier les électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c, qui n'ont pas été discriminés à partir de la TPC. Il couvre une rapidité de  $|\eta| \leq 0.9$  et est situé entre la TPC et le TOF, ce qui représente un rayon compris entre 2.9 m et 3.7 m. Le principe du détecteur de radiation repose sur le fait que lorsqu'une particule relativiste traverse l'interface de deux couches (chambre à fils), c'est à dire à la frontière entre deux milieux de constante diélectrique différente, elle émet un rayonnement X de transition, dans la même direction que la particule source. Ce rayonnement dépend fortement du facteur relativiste  $\gamma$  : le pic de rayonnement X est de l'ordre de  $1/\gamma = m/E$ . La probabilité d'émission d'un photon augmente donc avec la masse de la particule détectée. Il est couplé à l'ITS et à la TPC afin de détecter les électrons issus de la décroissance des résonances légères et lourdes. L'ensemble des informations collectées devraient aussi permettre d'évaluer le continuum di-leptonique. En couplant les informations ITS+TPC+TRD avec le spectromètre à muons, il sera également possible d'étudier la corrélation muon-électron issus de la décroissance leptonique du charme et de la beauté ouverte dans un domaine en pseudo-rapacité étendu à  $0.9 < \eta < -4.0$  (voir figure 2.9).

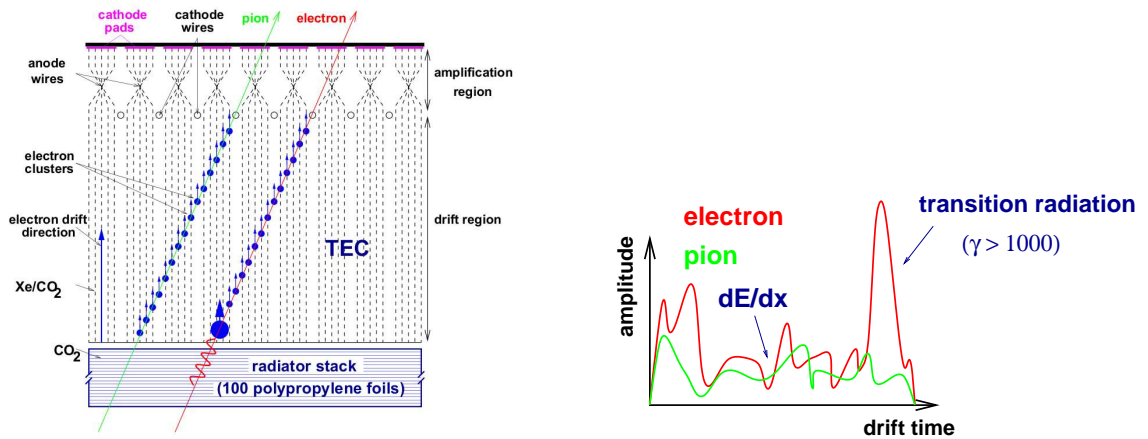


FIGURE 2.9 – À gauche : Une vue transversale d'un détecteur TRD et à droite, schéma d'évolution du signal sur le plan de cathode en fonction du temps de dérive dans le TRD selon le type de particule.

### TOF - Time Of Flight [87]

Associé à l'ITS et à la TPC, ce détecteur rapide de "temps de vol" permet d'identifier les particules chargées dont les impulsions sont comprises entre 0.5 et 2.5 GeV/c, dans une couverture en rapidité  $|\eta| \leq 0.9$  et tout l'angle azimutal. Au vu de la surface couverte par ce détecteur et du grand nombre de particules attendues, la mesure du temps de vol est réalisée à partir de 1638 chambres de détection de type MRPC (*Multi-gap Resistive Chamber*) réparties sur 90 modules. Les chambres MRPC sont des détecteurs gazeux qui combinent une résolution spatiale raisonnable avec une résolution temporelle typique d'un scintillateur (quelques dizaines de ps). Elles sont donc bien adaptées pour mesurer le temps de vol des particules ou servir de système de déclenchement. Elles fonctionnent en mode avalanche pour atteindre individuellement une résolution temporelle de l'ordre de 50 ps avec une efficacité supérieure à 99%. La réponse quasi-instantanée des MRPC permet donc de mesurer le temps de vol d'une particule entre le point d'interaction et les MRPC du TOF. Le signal de référence est fourni par le détecteur  $T_0$  que nous verrons plus loin. Placé à un rayon de  $3.5 < r < 3.99$  m, il a une longueur totale de 7.45 m. En fonction de la trajectoire des particules et de leur vitesse, il est possible de mesurer la masse des particules et donc de les identifier. Le temps de vol d'une particule de masse  $m$  et d'impulsion  $p$ , à une distance  $r$  du vertex d'interaction est donné par :

$$\tau = \frac{r}{v} = \frac{r}{p} m \quad (2.1)$$

La figure 2.10 montre les capacités du TOF pour séparer les pions, kaons et protons en fonction de leur impulsion et de leur masse. Le TOF est caractérisé par une résolution en temps meilleure que 40 ps, ce qui permet



d'identifier  $\pi$ ,  $K$  pour 0.2-2.5 GeV/c,  $p(\bar{p})$  pour 0.4-4.5 GeV/c et  $e^\pm$  pour 0.1-0.5 GeV/c.

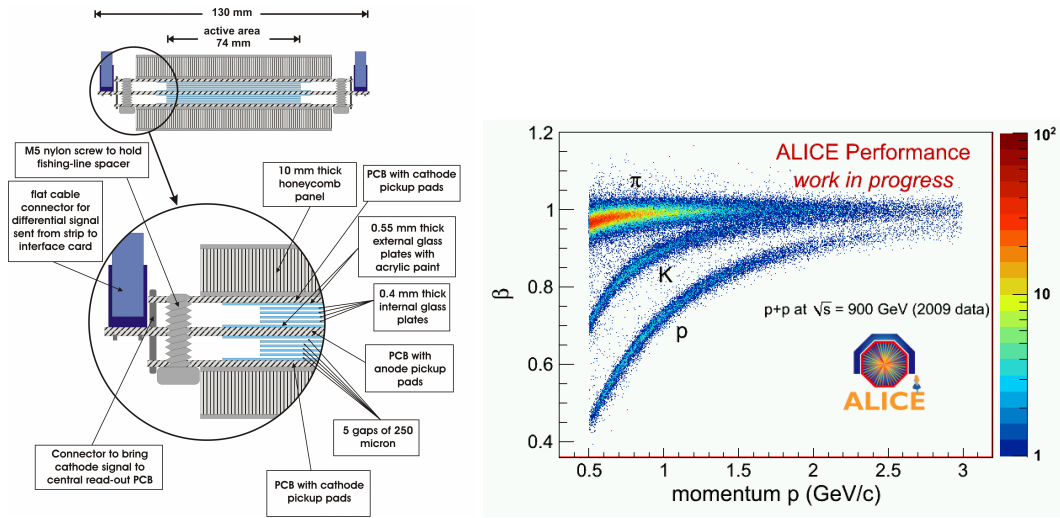


FIGURE 2.10 – Coupe transverse des chambres MRPC utilisées dans le détecteur TOF d'ALICE à gauche et pouvoir de séparation en masse du détecteur TOF à droite. Ces résultats ont été obtenus à partir des données  $p$ - $p$  à 900 GeV.

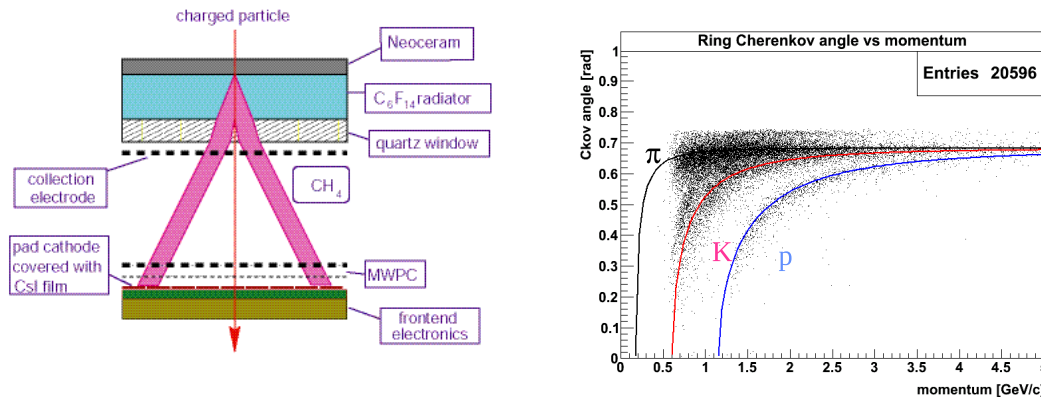


FIGURE 2.11 – Coupe transverse des modules du HMPID à gauche et corrélation entre l'impulsion et l'angle du cône de lumière en fonction du type de particules chargées à droite.

### HMPID - High Momentum Particle Identification [88]

Le HMPID est un détecteur Čerenkov, placé à un rayon de 5 m et sa couverture en azimut est de  $\Delta\phi = 60^\circ$  et en pseudo-rapidité de  $-0.6 < \eta < 0.6$  et permet l'identification des particules possédant une très grande impulsion transverse, c'est-à-dire au-delà de la gamme en  $p_T$  accessible avec l'ensemble ITS-TPC-TOF. Il est placé au dessus du TOF, à 5m du faisceau. Il se compose de 7 détecteurs à effet Čerenkov (RICH) : les particules chargées interagissent avec un radiateur de perfluorohexane liquide d'indice  $n=1.2988$  en émettant un cône de lumière. Les anneaux de lumière sont ensuite détectés par une photo-cathode d'iodure de césium qui convertit l'énergie des photons en charge électrique. Cette dernière est mesurée avec des chambres à fils à cathodes segmentées. En fonction de l'impulsion des particules et de l'angle du cône de lumière, il est possible d'identifier les particules (figure 2.11). Ce dispositif doit permettre d'établir les rapports de production des particules chargées  $\pi/K$  et  $K/p$  dans des domaines en impulsion allant respectivement jusqu'à 3 et 5 GeV/c.

## PHOS - PHOTon Spectrometer [89]

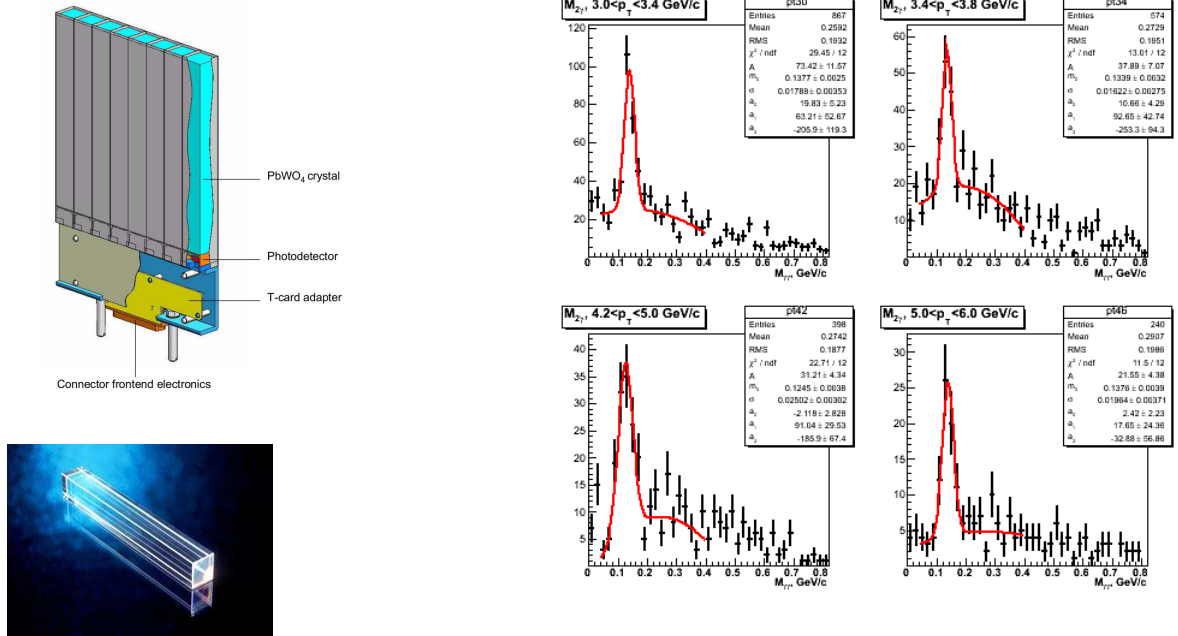


FIGURE 2.12 – Schéma d'un assemblage de cristaux du spectromètre de photons PHOS et d'un de ses cristaux de plomb de tungstène (PbWO<sub>4</sub>) à gauche et à droite pics du  $\pi^0$  dans les distributions de masse invariante de paires de photons mesurés dans PHOS lors de la prise de données  $p$ - $p$  à 7 TeV.

Le spectromètre électromagnétique PHOS est situé dans la partie inférieure du baril central, à 4.6 m du point d'interaction et couvre une acceptation en rapidité comprise entre  $-0.12 < \eta < 0.12$  et de  $100^\circ$  en angle azimutal. PHOS est constitué de cinq modules composés de 3584 cristaux de tungstate de plomb (PbWO<sub>4</sub>). Au bout de chaque cristal se trouve un photo-multiplicateur de type APD (Avalanche Photo-Diode) qui convertit l'énergie des photons en signal électrique. La figure 2.12 montre l'assemblage de plusieurs cristaux reliés à l'électronique. Ce calorimètre de haute résolution en énergie (d'où le nom de "spectromètre") et en position et de grande granularité (voir partie 3.6.1) permet de détecter en particulier les photons produits dans la collision, ainsi que les mésons neutres via leur décroissance en deux photons. La figure 2.12 à droite montre les pics à la masse du  $\pi^0$  observés dans les spectres de masse invariante des paires de photons pour plusieurs valeurs de  $p_T$ , mesurés en collisions  $p$ - $p$  à 7 TeV.

## EMCAL - ElectroMagnetic CALorimeter [90]

Le calorimètre électromagnétique de grande acceptation d'ALICE, EMCAL, dont l'installation complète est prévue au prochain arrêt du LHC, fin-2010, a pour objectif premier d'améliorer significativement les capacités d'ALICE en ce qui concerne les mesures à grands impulsions transverses, notamment des jets et des photons. Il a été conçu pour assurer les fonctions suivantes :

- déclenchement rapide et sélectif des événements énergétiques rares,
- mesure de la portion neutre de l'énergie des jets,
- amélioration de la résolution en énergie des jets,
- mesure des photons de haute impulsion transverse, des  $\pi^0$  et des électrons,
- bonne discrimination des  $\gamma / \pi^0$  jusqu'à 30 GeV,
- bonne séparation  $e^\pm$  / hadrons pour des impulsions transverses plus grandes que 10 GeV/c,
- bonne uniformité de la réponse du détecteur pour les clusters électromagnétiques isolés.

Le calorimètre EMCAL, couplé aux informations de la TPC et du PHOS, permettra d'étudier la corrélation azimutale des photons et des jets. Ce calorimètre détectera aussi les photons et les pions neutres comme le spectromètre de photons, mais avec une précision moindre liée à la granularité et la résolution en énergie.

Nous présenterons le calorimètre électromagnétique d'ALICE plus en détail dans le chapitre suivant. Il sera comparé plus précisément au spectromètre PHOS dans la section 3.6.1.

### DCAL - Di-jet CALorimeter)

DCAL [91], représenté sur la figure 2.13, est un nouveau projet de calorimètre électromagnétique qui viendra s'insérer autour de PHOS, à  $260^\circ < \Delta\Phi < 320^\circ$ . Il permettra ainsi de compléter PHOS, comme détecteur à l'opposé d'EMCAL, et donc favorisera l'observation de nouvelles observables sur les coïncidences gamma-jet,  $\pi^0$ -jet et jet-jet.

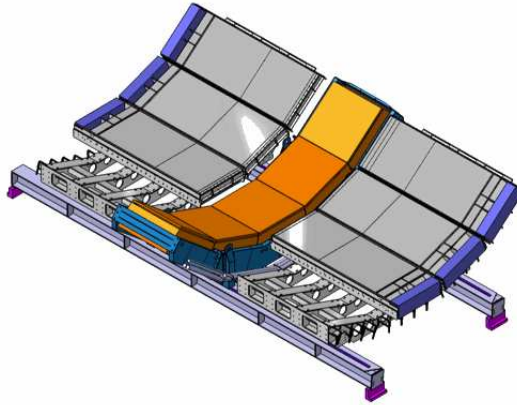


FIGURE 2.13 – Schéma du futur calorimètre DCAL [91] d'ALICE.

### 2.2.3 Les détecteurs à grande rapidité

En plus de la partie centrale, ALICE est constituée de détecteurs à grande rapidité : le spectromètre à muons d'un coté, et, à l'avant, un détecteur de trajectographie (FMD), un détecteur de multiplicité de photons (PMD), puis le  $V_0$  et  $T_0$  qui se chargent de mesurer la multiplicité des particules et la luminosité du faisceau et enfin le calorimètre à zéro degré (ZDC) chargé d'évaluer la centralité  $Pb-Pb$ .

#### Le spectromètre à muons [92]

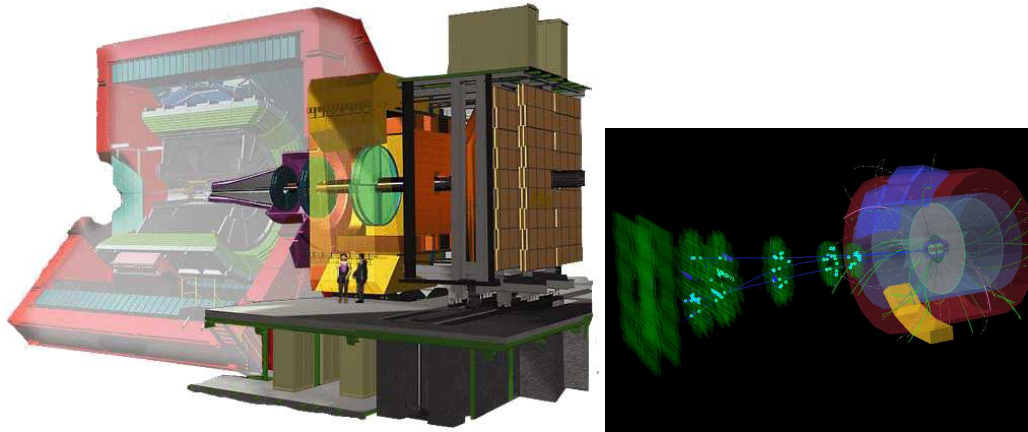
Le spectromètre à muons, qui correspond à la partie arrière de l'expérience ALICE ( $z < -90$  cm), a été conçu pour la détection des muons à grandes rapidités. Il est optimisé pour identifier les quarkonia ( $J/\psi, \psi', \Upsilon$ , etc) et les résonances de basses masses ( $\rho, \omega, \phi$ ) au travers de leurs canaux de décroissance di-muonique. Il peut également détecter les saveurs lourdes et les bosons de jauge ( $W^\pm, Z^0$ ) via leur décroissance muonique. Il couvre une acceptance de  $0 < \phi < 2\pi$  et une fenêtre en rapidité de  $-4 < \eta < -2.5$ .

Le spectromètre à muons, représenté sur la figure 2.14, comporte :

- des absorbeurs pour réduire le bruit de fond et sélectionner les muons ;
- un dipôle magnétique permettant la déviation des muons au travers du champ ;
- un système de trajectographie divisé en cinq stations pour reconstruire les traces des muons dans le spectromètre ;
- un système de déclenchement pour sélectionner les traces des muons.

#### La trajectographie avant : FWD (*ForWard Detectors*)

Les détecteurs vers l'avant appelés FWD sont au nombre de trois : le FMD, le  $V_0$  et le  $T_0$ . Ils sont schématisés sur la figure 2.15.



**FIGURE 2.14** – Vue en 3D du spectromètre à muons à gauche et affichage d'un évènement  $p-p$  de la prise de données à 900 GeV à droite.

Le **FMD (Forward Multiplicity Detector)** [93] se situe du côté opposé au spectromètre à muons, à  $z > 0$ , dans les intervalles en pseudorapidité  $1.7 < \eta < 3.4$  et  $-5.1 < \eta < -1.7$ . Ses bandes en silicium donnent une estimation de la multiplicité des particules chargées, ce qui lui permet l'étude des fluctuations de la multiplicité, ainsi que la mesure de l'écoulement elliptique. Le FMD permettra également de déterminer le plan de réaction de la collision, qui est une étape cruciale pour la plupart des études.

Le **V0** est un détecteur central à petits angles spécialisé pour le déclenchement. Il est constitué de deux hodoscopes de scintillateurs situés de part et d'autre du vertex d'interaction, V0A et V0C (cf figure 2.15). L'hodoscope V0C est placé devant l'absorbeur du spectromètre dimuons, à 0.9 m du point d'interaction. L'hodoscope V0A est situé de l'autre côté à 3.5 m du centre de l'aimant L3. Chacun de ces sous-détecteurs est constitué d'un disque de diamètre respectif 45 et 35 cm, segmenté en plusieurs compteurs de scintillation arrangés en quatre anneaux, avec un trou central pour laisser passer le faisceau.

Ce détecteur fournira :

- le déclenchement de biais minimum dans les collisions  $p-p$  et  $Pb-Pb$  ;
- le déclenchement sur deux niveaux de centralité en mode  $Pb-Pb$  ;
- le filtrage du bruit de fond faisceau-gaz créé dans le tuyau de l'accélérateur ;
- la validation du système de déclenchement dimuon en réactions  $p-p \rightarrow 2\mu + X$  ;
- la mesure de la luminosité relative en mode proton-proton.

Le **T0** est un ensemble de deux détecteurs à effet Čerenkov situé à 70 et 350 cm de part et d'autre du point d'interaction. Le quartz a été choisi comme milieu radiateur pour les deux sous-détecteurs, couvrant une pseudo-rapidité  $-3.28 < \eta < -2.97$  et  $4.61 < \eta < 4.92$ . Le rôle principal du  $T_0$  est de fournir les signaux de déclenchement et de synchronisation entre tous les détecteurs, des informations sur la centralité des collisions  $Pb-Pb$ , ainsi que sur la position du point d'interaction. Au vu des caractéristiques du LHC, il est chargé de fournir au détecteur TOF un temps de référence  $t_0$  indépendant du vertex primaire et qui correspond au moment réel de la collision (auquel se rajoute un délai fixe et connu). La précision requise pour ce signal est de 50 ps. Le détecteur mesure ensuite la position du vertex avec une précision de  $\pm 1.5$  cm et permet le déclenchement de l'enregistrement des données. Le  $T_0$  génère les tous premiers déclenchements (niveau L0). Ceux-ci doivent se faire en ligne, sans aucune possibilité de correction hors ligne, le temps de lecture de  $T_0$  doit être très court et bien sûr inférieur à la période de croisement des paquets de collisions  $p-p$ , qui est de 25 ns (conditions nominales).

### La mesure de multiplicité de photons : PMD [94]

Situé à 3.60 m du point d'interaction, le **PMD (Photon Multiplicity Detector)** est un détecteur donnant la distribution spatiale et la multiplicité des photons, événement par événement. Il permettra, entre autres, d'estimer l'énergie électromagnétique transverse et le plan de réaction. Il couvre une région en pseudo-rapidité comprise entre 2.3 et 3.5 et les 360 degrés de la partie azimutale. Il se compose de deux plans, de type chambres à fils, utilisant un mélange gazeux de Ar/CO<sub>2</sub>. Entre ces deux plans, sont placés des convertisseurs au plomb. Le premier détecteur,



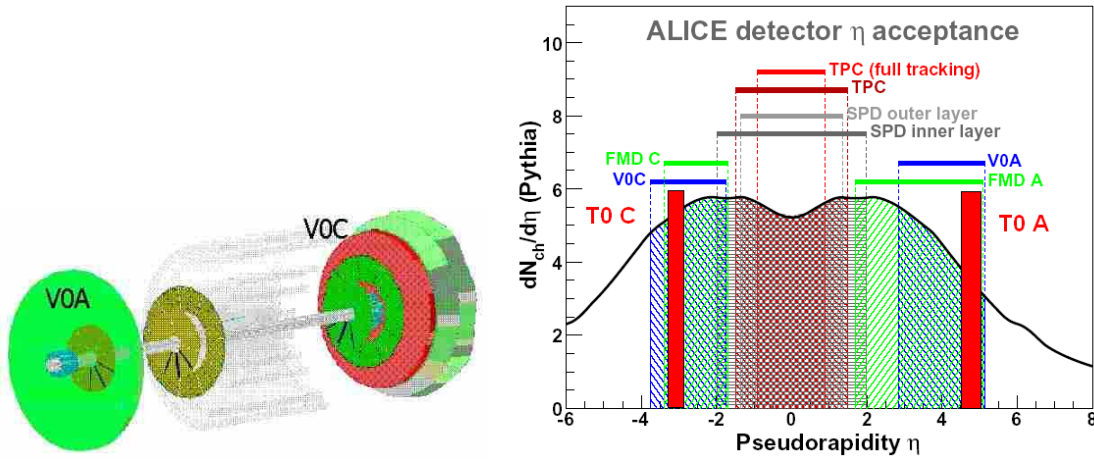


FIGURE 2.15 – Vue en 3D du détecteur FWD à gauche et acceptence en pseudo-rapidity des détecteurs vers l'avant à droite.

dit VETO, détecte les photons qui produisent une gerbe et élimine les traces provenant de particules chargées. Il a une efficacité de détection des photons de  $\sim 62\%$ .

Le **ZDC (Zero Degree Calorimeter)** [95] comprend 3 calorimètres : le calorimètre à neutrons (ZDCn) qui est à environ  $0^\circ$ , le calorimètre à protons (ZDCp) légèrement décalé dans la zone de déflexion des particules chargées positivement et le calorimètre (ZDCem) électromagnétique qui vient compléter le dispositif. Le ZDCn et le ZDCp sont situés à 116 mètres du point d'interaction le long de l'axe du faisceau. Ils sont composés de quartz enrobé d'un matériau très dense qui induit un rayonnement Čerenkov mesuré à l'aide de photo-multiplicateurs. Les deux calorimètres électromagnétiques du ZDCem sont situés au niveau du tube faisceau de façon diamétralement opposée, à environ 7 m du point d'interaction, du côté non occupé par le bras dimuons. Le ZDC est un détecteur dédié à la mesure de la centralité de la collision  $Pb-Pb$  par l'évaluation du nombre de nucléons participants. La centralité est estimée par la mesure de l'énergie transportée dans la direction parallèle du faisceau par les nucléons spectateurs détectés par le ZDCn et le ZDCp. Ces derniers fournissent également une estimation du plan de réaction de la collision. A son tour, le calorimètre électromagnétique ZDCem mesure, événement par événement, l'énergie des particules émises par l'avant, donc les particules ayant participé à la collision. Le ZDC fait partie du système de déclenchement de niveau L1 (cf section 2.2.4) d'ALICE. Une combinaison appropriée des signaux délivrés par les ZDC et ZEM fournit 3 systèmes de déclenchement définissant trois classes de centralité  $Pb-Pb$  : les collisions centrales (10% de la section efficace totale inélastique), les collisions semi-centrales (entre 10% et 25% de la section efficace totale inélastique) et les événements de biais minimum.

## 2.2.4 Le système de déclenchement d'ALICE

De façon à exploiter la luminosité nominale d'ALICE, il est nécessaire de disposer d'un système de tri rapide et sélectif (*trigger*) des événements. Le rôle du déclenchement est de sélectionner les données essentielles et de réduire le volume de données de plusieurs ordres de magnitude, de façon à s'accorder avec la bande passante, tout en préservant les informations physiques d'intérêt. Sur les  $10^5$  collisions produites, le système de tri doit seulement garder 100 collisions/seconde.

### Les limites en bande-passante

Le système de déclenchement doit satisfaire aux conditions de bande passante suivantes :

- Les collisions dans le point d'interaction d'ALICE sont attendues avec un taux d'environ 400 kHz en  $p-p$  et 4 kHz en  $Pb-Pb$ .
- Une fréquence maximale de 500 Hz en  $p-p$  et 100 Hz en  $Pb-Pb$  est requise, pour une utilisation en toute sécurité de la TPC.
- Un taux de rejet au niveau L1 est dicté par la bande passante d'entrée du HLT (*High Level Trigger*, décrit dans le paragraphe suivant). Le volume de données total de tous les détecteurs d'ALICE attendu en une

collision *Pb-Pb* typique (de biais minimum) est de 20 MB. Ce qui équivaut à un taux de données de 80 GB/s qui doit être réduit.

- Le HLT peut supporter jusqu'à 25 GB/s, pour des taux d'évènements allant jusqu'à 1 kHz.
- Le HLT doit fournir un rejet additionnel, pour satisfaire le seuil maximal de bande passante de 1.25 GB/s.

Le système de déclenchement d'ALICE est fait de deux parties indépendantes : le CTP (ou *Central Trigger Processor*) et le réseau de déclenchement. Le CTP [96] est l'élément qui permet la logique de décision du déclenchement. Il reçoit en entrée des signaux de certains détecteurs, afin que ces derniers enregistrent des données, et génèrent un signal de sortie. Quant au réseau de déclenchement, il a en charge de délivrer ces évènements triés aux autres détecteurs. Il peut également fonctionner indépendamment des autres, en mode *stand-alone*, ce qui permet aussi un calibrage des détecteurs exclus des prises de données où tous les détecteurs sont en principe inclus, ou runs "globaux".

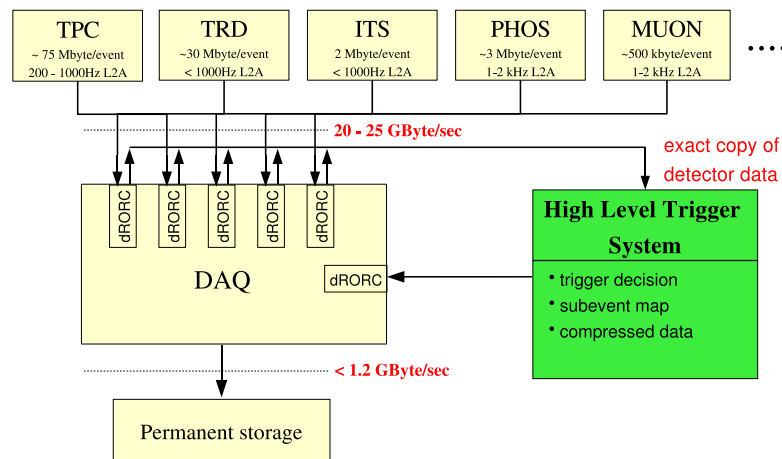
### Le CTP [96]

Le système CTP possède trois niveaux de déclenchement, caractérisés par leur temps de latence, traduisant le temps pendant lequel tous les signaux des détecteurs, provenant de plusieurs collisions, sont accumulés.

- Le système de déclenchement niveau 0 (L0) [97] : les détecteurs impliqués à ce niveau sont les détecteurs qui ont des temps de lecture très courts, à savoir le V0, le T0 et le système de déclenchement à muons, soit un temps de latence de  $1.2 \mu\text{s}$ . Un signal L0 est envoyé au CTP, qui traite l'information en 100 ns et renvoie un signal à l'ensemble des détecteurs pour démarrer la prise de données. Les détecteurs répondent par un signal signifiant qu'ils lisent et traitent les données.
- Le système de déclenchement niveau 1 (L1) : le temps de latence à ce niveau-là est un peu plus important :  $6.5 \mu\text{s}$ . Selon les évènements que l'on veut enregistrer, on peut choisir d'attendre les signaux L0 et L1 pour déclencher la prise de données.
- Le système de déclenchement niveau 2 (L2) : c'est le niveau possédant le temps de latence le plus lent  $88 \mu\text{s}$ . Le niveau 2 permet de prendre une décision définitive et sert à limiter le phénomène d'empilement (lorsqu'un évènement correspond à plusieurs collisions), même si les collisions proton-proton conduiraient inévitablement à un empilement.

### Le HLT : *High Level Trigger* [98]

Le HLT, représenté sur la figure 2.16, est un filtre d'évènements en ligne, conçu pour les signaux d'entrée avec



**FIGURE 2.16** – Le système HLT dans ALICE. Le HLT reçoit une copie des données des détecteurs et est pris en charge par la DAQ, comme un détecteur additionnel.

une bande passante allant jusqu'à 25 GB/s, pour des taux d'évènements allant jusqu'à 1 kHz. Le système HLT est un groupe d'ordinateurs, de centaines de noeuds. Le transport de données dans le système est réalisé par un

espace de données orienté objet. Le système HLT est conçu pour augmenter la statistique d'un facteur 10 des événements physiques d'intérêt. La performance actuelle du système de trajectographie montre qu'une reconstruction d'évènement centraux  $Pb-Pb$ , qui équivaut à  $\sim 200$  Hz, pour des densités de multiplicité de  $dN_{ch}/d\eta \simeq 2000$ , est possible. Pour de plus hautes densités, il devient nécessaire de comprimer les données. La figure 2.16 montre l'intégration du HLT dans le flux de données d'ALICE. Les données sont transférées par des fibres optiques, de l'électronique frontale des détecteurs, jusqu'à la DAQ. La lecture des données de chaque détecteur est réalisée par des liens optiques ou DDL (*Detector Data Link*), de 200 MB/s chacun. Le flot de données est reçu par le HLT, soit le contenu de 454 DDLs. La décision de déclenchement, les événements reconstruits et les données compressées sont ensuite re-transférés à la DAQ.

### 2.3 ALICE et la première année de prise de données

La configuration d'ALICE pour la première année de prises de données n'est pas entièrement complète. La TPC, l'ITS et le TOF sont dans leur configuration finale, mais on dispose seulement de 8 modules du TRD (sur les 15 prévus), de 4 Super-Modules d'EMCAL sur les dix et de 3 modules de PHOS sur les 5 prévus (figure 2.17). Nous constatons que le TRD n'est encore pas présent devant EMCAL, mais uniquement la TPC, l'ITS et le TOF.

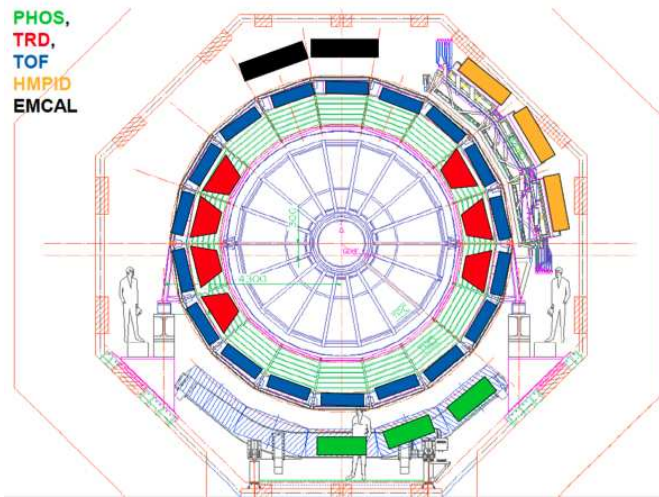


FIGURE 2.17 – Configuration des détecteurs d'ALICE pendant la prise de données en collisions  $p-p$  de 2009-2010.

Les premières collisions proton-proton au niveau de l'expérience ALICE ont eu lieu le 23 novembre 2009, à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 900$  GeV. Ce jour-là, 284 événements ont été enregistrés. Le premier faisceau de protons n'était que de très basse intensité, puisqu'il contenait seulement  $10^9$  protons par paquet. La première publication portant sur la mesure de la pseudo-rapacité des particules chargées est parue le 1er décembre 2009. Les événements ont été aussitôt reconstruits et analysés à la fois en ligne et hors ligne. Juste après la première injection, le système de DAQ a commencé à enregistrer les événements.

Le 30 mars 2010 les quatre expériences LHC, dont ALICE, ont mesuré pour la première fois des collisions  $p-p$  au record d'énergie dans le centre de masse de 7 TeV. La figure 2.18 montre un affichage d'évènement d'une des premières collisions. Les premières mesures d'ALICE sont des mesures des propriétés globales des collisions  $p-p$  telles que la densité de particules en fonction de la rapidité ( $dN_{ch}/d\eta$ ) et la multiplicité des particules par événement ( $PN_{ch}$ ). La figure 2.19 montre ces résultats, comparés à différentes prédictions de générateurs d'évènements tels que PYTHIA et PHOJET. Ces données permettent d'affiner les composantes non-perturbatives des simulations Monte Carlo qui sont d'intérêt. Par exemple, ici on voit que c'est la configuration ATLAS-CST de PYTHIA qui décrit le mieux (par rapport à Perugia ou D6T) la multiplicité obtenue. Cela pourra donc influencer par exemple la description de l'évènement sous-jacent dans une collision  $p-p$  avec production de photons isolés, pour lequel nous utilisons la configuration Perugia. La multiplicité de particules chargées ( $dN_{ch}/d\eta \approx 6$ ) est de 20% supérieure à ce qui était prévu par les versions par défaut des générateurs Monte Carlo tels que PYTHIA (voir section 4.1.1).

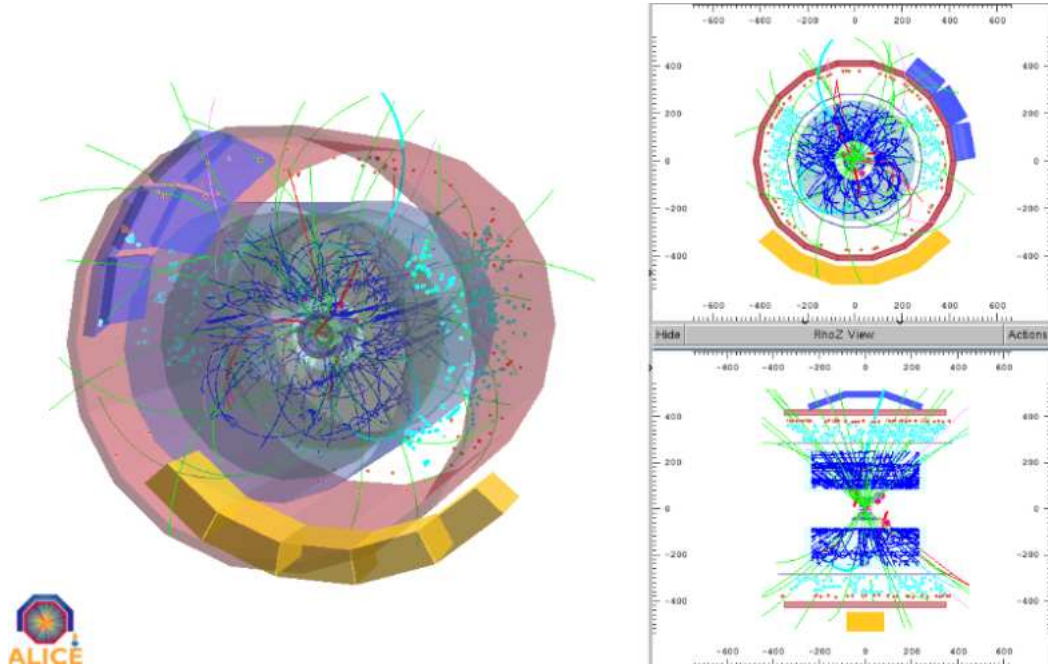


FIGURE 2.18 – Première vue des évènements  $p$ - $p$  dans ALICE pour une énergie de 7 TeV.

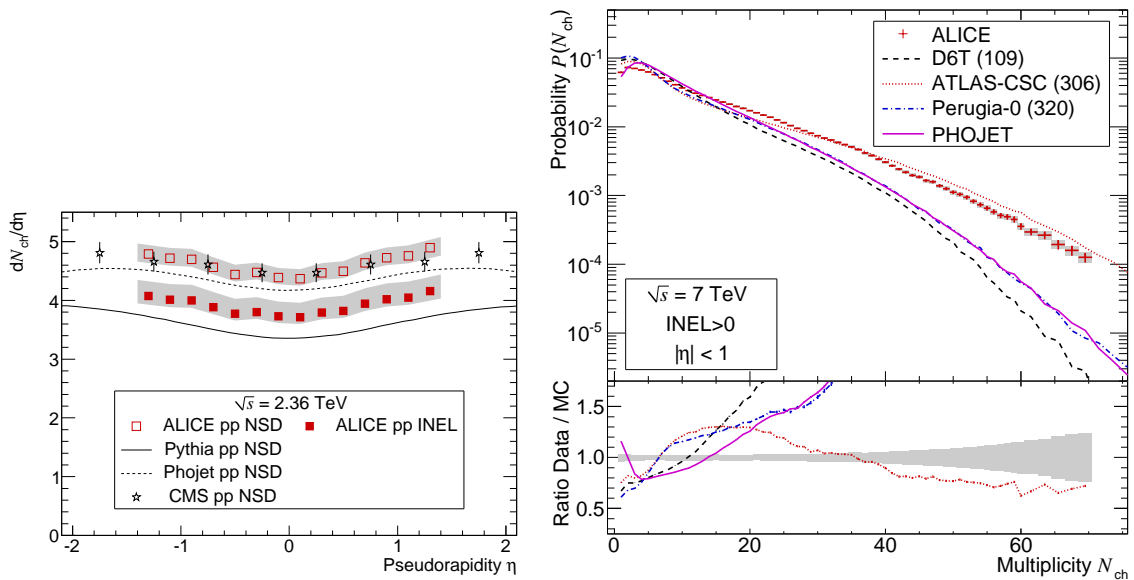


FIGURE 2.19 – Premières mesures en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 2.36$  et 7 TeV réalisées par l'expérience ALICE. A droite la densité de particules chargées en fonction de la pseudo-rapacité, comparée à plusieurs Monte Carlo. A gauche, distribution de multiplicité des hadrons chargés par évènement, comparée aux mesures des prédictions théoriques.



# 3

## Performances du calorimètre électromagnétique EMCAL

### Plan

---

<b>3.1</b>	<b>Notions de calorimétrie</b> . . . . .	<b>70</b>
3.1.1	Processus d'interaction . . . . .	70
3.1.2	Développement de la gerbe . . . . .	71
<b>3.2</b>	<b>Conception d'EMCAL et lecture électronique</b> . . . . .	<b>72</b>
3.2.1	Le calorimètre mis à nu . . . . .	72
3.2.2	Critères de conception du module d'EMCAL . . . . .	73
3.2.3	Système optique et photo-senseurs . . . . .	73
3.2.4	L'assemblage . . . . .	76
3.2.5	Le calibrage . . . . .	77
<b>3.3</b>	<b>Les performances physiques d'EMCAL et les tests sous faisceau</b> . . . . .	<b>79</b>
3.3.1	Introduction . . . . .	79
3.3.2	Performances physiques . . . . .	81
<b>3.4</b>	<b>Etude de l'ajustement du signal</b> . . . . .	<b>86</b>
3.4.1	L'ajustement . . . . .	87
3.4.2	La qualité de l'ajustement . . . . .	87
3.4.3	La corrélation haut gain - bas gain . . . . .	88
<b>3.5</b>	<b>Premières données au niveau d'EMCAL</b> . . . . .	<b>89</b>
<b>3.6</b>	<b>Les calorimètres électromagnétiques au LHC</b> . . . . .	<b>91</b>
3.6.1	PHOS . . . . .	91
3.6.2	Le calorimètre de l'expérience CMS . . . . .	91
3.6.3	Le calorimètre de l'expérience ATLAS . . . . .	92

---

### Résumé

**C**E chapitre décrit le calorimètre électromagnétique d'ALICE. Les principes de la calorimétrie sont rappelés dans la première partie. Une présentation générale du calorimètre (mécanique, électronique de lecture et d'étalonnage) est ensuite faite. Dans une troisième partie, nous décrivons les performances physiques d'EMCal, et, la phase de construction des modules finals du détecteur ayant été précédée par la construction et les tests en faisceau de modules prototypes, nous décrivons ces tests sous faisceau et leur apport en termes de performances. Une partie consacrée à un point particulier de l'analyse des tests sous faisceau, l'analyse des distributions en impulsion, sera ensuite présentée. Finalement EMCal sera comparé aux autres calorimètres du LHC.



### 3.1 Notions de calorimétrie

Le rôle de la calorimétrie est de mesurer l'énergie d'une particule par absorption totale ou partielle de son énergie dans un milieu détecteur. Un calorimètre doit donc avoir suffisamment de matière pour pouvoir arrêter la particule et recueillir le maximum de l'énergie déposée dans le milieu.

Dans les expériences actuelles, on utilise généralement deux types de calorimètres : des calorimètres électromagnétiques, qui arrêtent les électrons, les positrons et les photons, et des calorimètres hadroniques, qui arrêtent tout le reste sauf les muons et les neutrinos. La figure 3.1 illustre le pouvoir d'arrêt des différentes particules dans les différents détecteurs (au centre : les calorimètres).

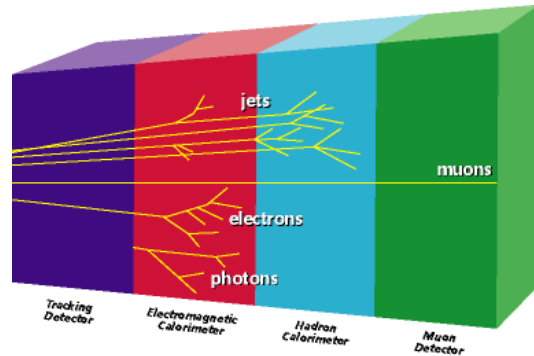


FIGURE 3.1 – Les différents détecteurs et leur pouvoir d'arrêt pour différents types de particules.

Dans cette partie sont décrits les processus d'interaction des électrons et photons dans la matière pour les échelles d'énergie du LHC et le principe de détection dans un calorimètre électromagnétique.

#### 3.1.1 Processus d'interaction

La perte d'énergie d'un électron ou d'un photon pénétrant dans un milieu fait intervenir plusieurs processus dépendant de l'énergie de la particule incidente et du milieu traversé. La figure 3.2 montre ces différents mécanismes pour un photon et un électron dans le plomb.

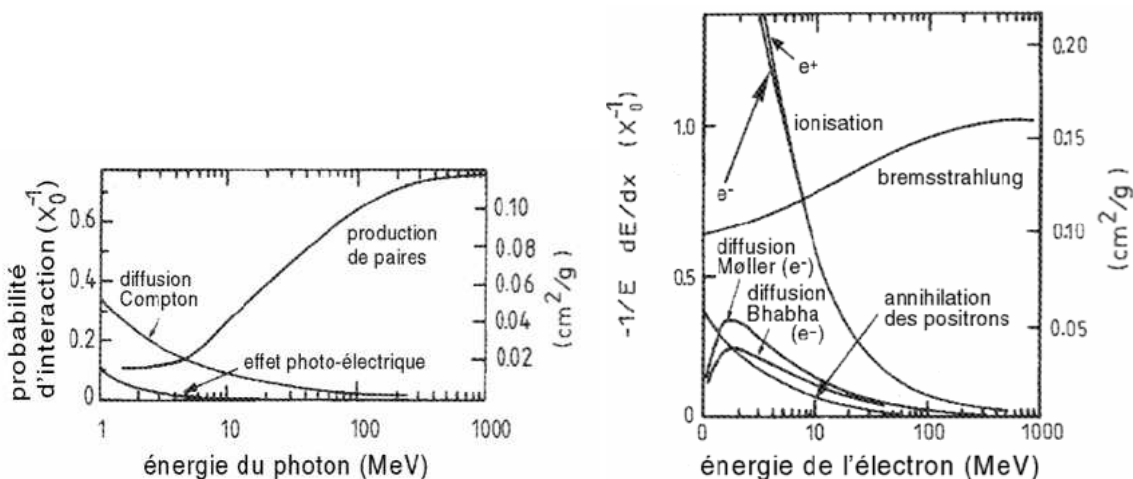


FIGURE 3.2 – Perte d'énergie des photons (à gauche) et des électrons (à droite) dans le plomb, en fonction de l'énergie incidente.

Dans un calorimètre électromagnétique, deux processus dominant :

– Le Bremsstrahlung : lorsqu'un électron est ralenti, il émet un rayonnement de freinage sous la forme d'un photon. La perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  s'exprime en première approximation comme :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.1)$$

avec  $X_0$  la **longueur de radiation**, qui caractérise le pouvoir d'arrêt du calorimètre électromagnétique et  $E$  l'énergie de la particule à un instant donné et telle que :

$$E = E_0 \exp \frac{-x}{X_0} \quad (3.2)$$

avec  $E_0$  l'énergie de la particule incidente.

– La création de paires : lorsqu'un photon de grande énergie<sup>1</sup> traverse un milieu dense, il peut interagir avec les atomes et produire une paire  $e^+e^-$ .

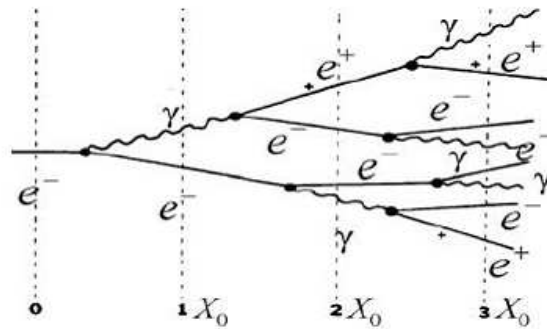


FIGURE 3.3 – Représentation de la gerbe électromagnétique et des longueurs de radiation.

Pour une énergie supérieure à 10 MeV, la perte d'énergie se fait par interaction avec le champ électrique du noyau : Bremsstrahlung pour les électrons et création de paires pour les photons. Lorsque les photons et électrons de haute énergie traversent un milieu, les deux processus s'enchaînent, donnant naissance à une cascade de particules (électrons, positrons et photons), ou **gerbe électromagnétique**, représentée sur la figure 3.3. La gerbe s'arrête quand les particules ont déposé toute leur énergie et lorsque le processus d'ionisation devient dominant. Cette transition a lieu à l'**énergie critique**  $E_c$  du milieu, donnée par la formule approchée :

$$E_c \simeq \frac{500\text{MeV}}{Z} \quad (3.3)$$

où  $Z$  est le nombre de charge du noyau du matériau traversé. C'est l'énergie pour laquelle une particule perd autant d'énergie par ionisation que par création de paires.

### 3.1.2 Développement de la gerbe

Lorsqu'une gerbe est créée dans un matériau, de type scintillant, les électrons produits dans la gerbe excitent les atomes du milieu, qui se desexcitent en émettant de la lumière de fluorescence (ou scintillation), qui sera observée par une électronique dédiée. Par un calibrage préalable, on peut faire le lien entre ce rayonnement et l'énergie déposée. Les dimensions caractéristiques de la cascade électromagnétique sont données par ses développements longitudinal et transverse :

1. supérieure à 1.022 MeV, seuil de production d'une paire électron-positron.



Longitudinalement, la quantité de matière caractéristique traversée est appelée la longueur de radiation  $X_0$ , mesurée en  $\text{g cm}^{-2}$ . C'est la distance au bout de laquelle un électron de grande énergie perd  $1/e$ , c'est-à-dire 37% de son énergie par Bremsstrahlung. Elle est utilisée afin de décrire les pertes d'énergie indépendamment du matériau traversé. Une gerbe produite par un électron de 100 GeV sera presque entièrement (98%) contenue dans  $25 X_0$ . La longueur de radiation représente aussi  $7/9$  du libre parcours moyen d'un photon de grande énergie, qui perd son énergie par création de paires. Le **libre parcours moyen** d'une particule est la distance moyenne que parcourt une particule dans un milieu avant d'entrer en collision avec une autre particule de ce milieu. Pour une particule se déplaçant dans un milieu de particules identiques, situées aléatoirement, on a :

$$l = \frac{1}{n\sigma} \quad (3.4)$$

où  $l$  est le libre parcours moyen,  $n$  la densité des particules et  $\sigma$  la section efficace de la collision particule-milieu.

Dans la direction transverse, la gerbe suit une distribution gaussienne, dont le "coeur" est de largeur proportionnelle au **rayon de Molière** :  $R_M$ , qui est donné par :

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c} \quad (3.5)$$

avec  $E_s \sim 21$  MeV et  $E_c$  l'énergie critique. En fait, 90% de l'énergie d'une gerbe électromagnétique est contenue dans un cylindre de rayon transverse  $R_M$ .

Ces deux grandeurs caractéristiques ( $X_0$  et  $R_M$ ) permettent de définir la longueur et la segmentation latérale du détecteur afin d'optimiser la reconstruction de l'énergie et l'identification des particules.

Voyons maintenant les caractéristiques du calorimètre électromagnétique d'ALICE, EMCAL.

## 3.2 Conception d'EMCAL et lecture électronique

### 3.2.1 Le calorimètre mis à nu

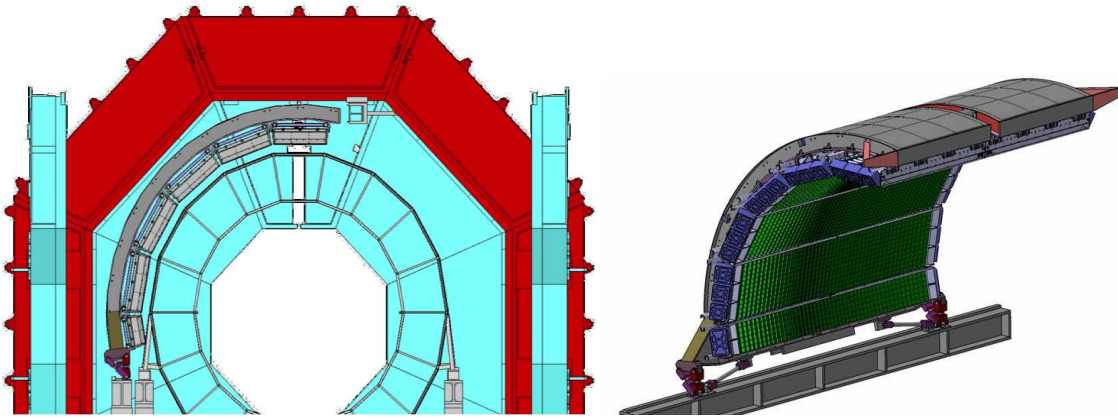


FIGURE 3.4 – À gauche : le calorimètre électromagnétique dans ALICE. À droite une vue d'EMCAL [99].

La conception du calorimètre électromagnétique d'ALICE a grandement été influencé par le problème de son intégration dans ALICE [99], qui contraint l'acceptance du détecteur à une région d'environ 110 degrés en azimut :  $\Delta\phi = 110^\circ$ , soit 1.9 radians :  $1.4 < \phi < 3.3$ , et 1.4 en unités de pseudo-rapacité :  $-0.7 < \eta < 0.7$ . En distance radiale,  $4.35 \text{ m} < R_{\text{EMCAL}} < 4.7 \text{ m}$ . Il est représenté dans ALICE, tel qu'il sera placé lors de son installation complète, sur la figure 3.4, à gauche. EMCAL, qui est représenté sur la figure 3.4 à droite, est constitué de Super-Modules : dix Super-Modules complets, qui couvrent  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.7 \times 20^\circ$  et deux demi-Super-Modules qui couvrent  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.7 \times 10^\circ$ . Cependant il est prévu dans le cadre du projet DCAL (voir section 2.13) de retirer les deux demi

Super-Modules d'EMCAL, ce qui lui confèrera une acceptation en  $\phi$  de  $100^\circ$  uniquement. Le Super-Module est la structure de base du calorimètre. Il est mobile et peut être extrait entièrement de la structure support. Chaque Super-Module (complet) est composé de 24 strip-modules, dont chacun est constitué de 12 modules, soit  $12 \times 24$  modules. La figure 3.5 schématise le Super-Module, le strip-module, ainsi que le module d'EMCAL. Chaque module a une section rectangulaire dans la direction  $\phi$ , avec un angle de  $1.5^\circ$  et une section trapézoïdale dans la direction  $\theta$ . L'assemblage des modules en bande est alors approximativement projectif avec le point d'interaction. L'angle d'incidence moyen obtenu est de moins de  $2^\circ$  en  $\theta$  et de moins de  $5^\circ$  en  $\phi$ .

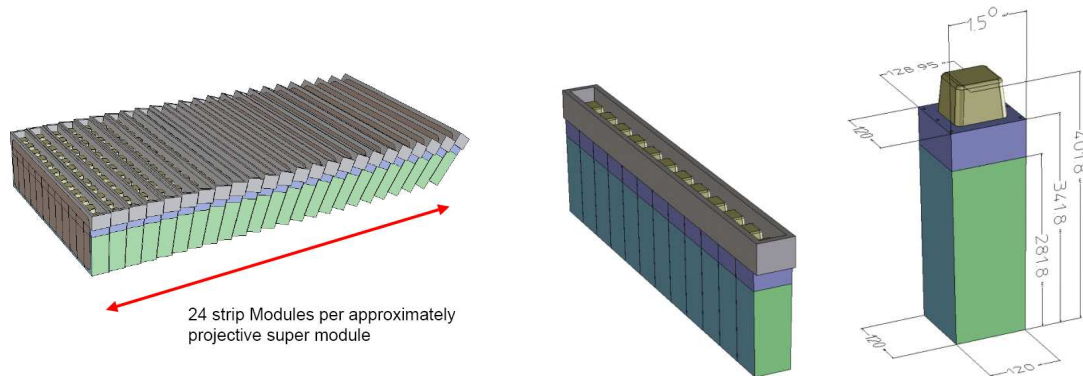


FIGURE 3.5 – Un Super-Module d'EMCAL à gauche, 12 modules assemblés sous la forme d'un module en bande ou *strip-module* au milieu et une vue 3D d'un module, avec la forme trapézoïdale de la tranche à droite. Les dimensions sont en mm.

### 3.2.2 Critères de conception du module d'EMCAL

Le module d'EMCAL, illustré en détail sur la figure 3.6 est constitué de  $2 \times 2$  tours, briques élémentaires d'EMCAL. La tour est constituée d'un empilement alternatif de 77 couches alternées de 1.4 mm de plomb (Pb) et de 1.76 mm de scintillateurs (Sc) en polystyrène, le tout encapsulé et isolé dans une enveloppe de dioxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ). La lecture des scintillateurs est de type "Shashlik", similaire au calorimètre échantillonneur plomb-scintillateur de PHENIX [52], dans lequel la lumière de scintillation est collectée via des fibres de verre traversant les scintillateurs-plomb perpendiculairement à la surface. Le détecteur est segmenté en  $\sim 12288$  tours, chacune d'elles ayant une acceptation de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.014 \times 0.014$ .

Du papier blanc, sans acide, sert de réflecteur-diffuseur sur la surface du scintillateur. Les arêtes sont traitées avec du  $\text{TiO}_2$  pour permettre une isolation des tours entre elles et améliorer l'uniformité optique transverse dans la tour. La pile des couches de scintillateur-plomb est maintenue en place par la friction statique entre les couches chacune individuellement sous la charge d'une pression de  $\simeq 1.3 \text{ kg/cm}^2$ . Le module est fermé par une fine couche de  $100 \mu\text{m}$  d'acier inoxydable soudée sur les quatre surfaces transverses. Cette couche est le seul matériau inerte entre les volumes actifs des tours.

La pression inertielle dans les modules est stabilisée contre les effets thermiques, la relaxation mécanique et le fluage à long terme du plomb et/ou du polystyrène, par un ensemble de 5 ressorts non linéaires par module. De cette manière, chaque module est une unité mécanique autonome, avec une stabilité dans le temps supérieure à 20 ans s'il est maintenu par sa surface arrière, et ce dans n'importe quelle position. Tous les modules du calorimètre sont mécaniquement et dimensionnellement identiques. La taille de la section des tours est d'environ  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  ce qui donne, comme déjà dit, une acceptation individuelle des tours de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.014 \times 0.014$ . Les caractéristiques physiques du détecteur sont résumées dans le tableau 3.1.

### 3.2.3 Système optique et photo-senseurs

Les photons de scintillation produits dans chacune des tours sont collectés par un ensemble de 36 fibres optiques double gainage qui parcourent longitudinalement la tour au travers de la pile de Pb/Scintillateur. Chaque

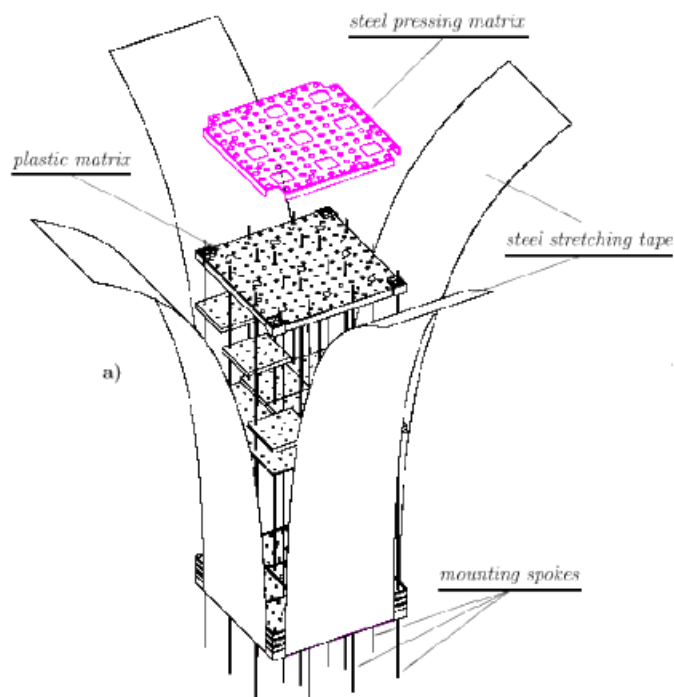


FIGURE 3.6 – Vue de l'assemblage mécanique d'une tour d'EMCAL.

Paramètre	Valeur
Taille de la tour	$\simeq 6.0 \times 6.0 \times 24.6 \text{ cm}^3$
Acceptance de la tour	$\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0.014 \times 0.014$
Epaisseur des couches	1.44 mm Pb / 1.76 mm Scintillateur
Nombre de couches	77
Longueur de radiation $X_0$	12.3 mm ou $7\text{g/cm}^2$
Rayon de Molière $R_M$	3.20 cm
Densité effective	$5.68 \text{ g/cm}^3$
Nombre de longueurs de radiation	$20.1 X_0$
Nombre de tours	12672
Nombre de modules	3168
Nombre de Super-Modules	10 complets, 2 demis
Poids d'un Super-Module	$\simeq 7.7 \text{ T}$
Acceptance totale	$\Delta\phi = 110^\circ; -0.7 < \eta < 0.7$

TABLE 3.1 – Paramètres physiques principaux du calorimètre EMCAL.

fibres se termine par un miroir aluminium sur la face frontale. Les 36 fibres optiques sont regroupées dans un faisceau circulaire de 6.8 mm de diamètre et maintenues en place dans un oeillet.



FIGURE 3.7 – Module d'EMCAL, avec les fibres de verre reliant les scintillateurs aux APD sur chaque tour [99].

Le faisceau circulaire de fibres de 6.8 mm est connecté à un photo-détecteur, une APD (*Avalanche Photo-Diode*) par l'intermédiaire d'un guide/diffuseur de lumière court, sur la face arrière du module, et est collé à la surface active de 5 mm × 5 mm du photo-senseur. La figure 3.7 montre quatre faisceaux préfabriqués de fibres insérées dans les quatre tours d'un module. Sur cette image, les éléments de la structure mécanique sont omis, permettant de voir la convergence des fibres vers les guides de lumière (dans les tubes de plastique noir) qui sont eux même collés aux APD (au-dessus). Le photo-senseur choisi pour cette opération est une photo-diode à avalanche Hamamatsu S8664-55, qui est exploitée à gain modéré pour avoir un faible bruit et une stabilité à haut gain, de façon à maximiser l'énergie et la résolution temporelle.

Quantités	EMCAL
Domaines de numérisation × 16 et × 1 10-bits	Haut Gain : 16 MeV – 16 GeV Bas Gain : 250 MeV – 250 GeV LSB=16 MeV
Rendement lumineux (M=facteur demultiplication)	4.4 e <sup>-</sup> /MeV at M=1 125 e <sup>-</sup> /MeV at M=30
APD	Hamamatsu S8664-55 5×5 mm <sup>2</sup> , C <sub>APD</sub> = 90pF
Gamme de tension du CSP	0.267mV – 4.27V (16 MeV – 250 GeV)
Shaper	CR-2RC type ; Semi-Gauss $\tau_{int} = 100 \text{ ns}$ ; $\tau_{peak} = 200 \text{ ns}$
Format du signal de déclenchement	FWHM=100 ns
ADC	ALTRO-16ST ; 10-bit LSB <sub>noise</sub> < 0.5 mV

TABLE 3.2 – Résumé des paramètres de lecture d'EMCAL.

Un paramètre important du calorimètre EMCAL est son rendement lumineux : le nombre d'électrons générés dans l'APD par unité d'énergie déposée par une gerbe électromagnétique dans EMCAL. Il est d'environ 4.4

électrons/MeV. Les tensions de polarisation inverses de l'APD sont contrôlées individuellement pour fournir un gain d'électrons d'un facteur ( $M$ ) de 30, ce qui permet d'obtenir une charge de sortie de  $\sim 132$  électrons / MeV de l'APD. Ensuite, la charge de sortie de l'APD est connectée directement, au dos du module, à un amplificateur CSP (*Charge Sensitive Preamplifier*) avec un temps de montée court de  $\approx 10$  ns et un long temps de décroissance de  $\approx 130 \mu\text{s}$ , pour obtenir un *step pulse*. L'amplitude de ce pulse est proportionnelle au nombre d'électrons intégrés de l'APD et donc proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

Le signal est envoyé sur une carte FEE (*Front End Electronics*) afin d'être converti en une distribution en impulsion semi-gaussienne à l'aide d'un convertisseur ADC (*shaper*), qui numérise le signal en coups ADC (*Analog to Digital Converter*). Il existe deux gammes en énergie pour la numérisation : un haut gain, qui couvre des énergies de 16 MeV à 16 GeV, et un bas gain, pour des énergies de 250 MeV à 250 GeV. Le temps d'échantillonnage est de 100 ns.

La carte FEE regroupe la totalité de ce système de lecture. Chaque Super-Module contient 36 FEE, une pour 8 modules, ou  $8 \times 4 = 32$  tours. Chaque groupe de 9 FEE est lu par une carte TRU (*Trigger Region Unit*) et 2 cartes RCU (*Readout Control Unit*) externes, qui numérisent la somme des signaux reçus. Les caractéristiques des capteurs et la lecture d'EMCAL sont rassemblées dans le tableau 3.2.

### Reconstruction du signal

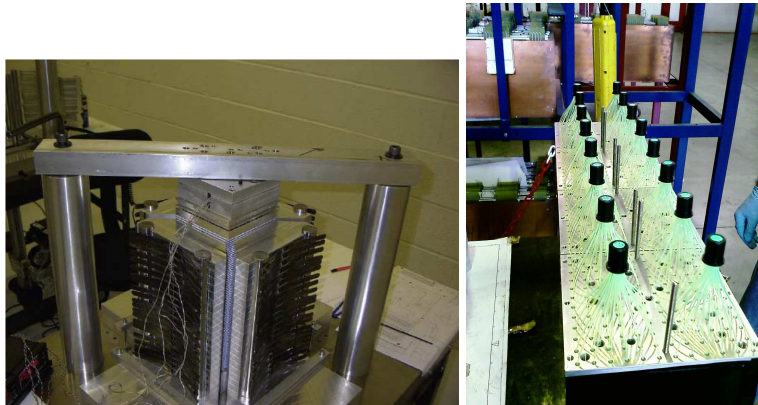
Les échantillons en temps numérisés ont une amplitude en fonction du temps  $t$  qui peut être décrite par une fonction  $\Gamma$ , en nombre de coups ADC, tels que :

$$ADC(t) = \text{piédestal} + A \cdot e^{-n} x^n \cdot e^{n \cdot (1-x)}, \quad (3.6)$$

$$x = (t - t_0) / \tau.$$

Ici,  $\tau = n \cdot \tau_0$  avec la constante de l'amplificateur de mise en forme  $\tau_0$  et  $n = 2$  comme l'amplificateur est gaussien de second ordre, composé d'un facteur de différenciation et de deux intégrateurs. La charge reçue par l'APD, et donc l'énergie déposée dans la tour sont proportionnelles à la valeur du paramètre amplitude  $A$  et à la valeur du temps  $(t_0 + \tau)$  où se situe le pic de la fonction.

### 3.2.4 L'assemblage



**FIGURE 3.8** – Assemblage des modules d'EMCAL. A gauche : un module en compression avant sa fermeture. A droite : les modules disposés sur le banc avec les fibres optiques insérées.

L'assemblage des modules a été, en partie, réalisé à SUBATECH, qui est grandement impliqué dans le projet. Les photos de la figure 3.8 montrent les étapes de l'assemblage. J'ai été impliquée dans l'assemblage, au sein de l'équipe, et SUBATECH a contribué au montage de plus de 10 strip-modules. Une fois la production des plaques de scintillateurs et de Plomb réalisée, le module est assemblé, en empilant, à la main, les couches successives Pb-Sc, en prenant soin de laisser la place nécessaire aux fibres de verre qui seront ensuite introduites. Le module est comprimé pendant de longues heures à une pression fixée, de façon à pouvoir le fermer et lui conférer ses dimensions optimales. Après avoir été assemblées, les fibres de verre sont insérées sur le module : un paquet de



fibres pour chaque tour. Puis, une fois douze modules construits, ils sont assemblés en strip-module, à l'aide d'un support appelé *strongback*. SUBATECH s'est également chargé, pendant un certain temps, d'installer les APD, les pré-amplificateurs, et le système de diodes à émission de lumière LED (*Light Emitting Diode*), qui servent à étalonner le calorimètre (cf section 3.2.5.1) sur chaque module. Puis les strip-modules sont envoyés à Grenoble, où ils seront finalisés, et assemblés en Super-Modules.

### 3.2.5 Le calibrage

Pour atteindre la meilleure résolution en énergie possible avec EMCAL, dans le cas des gerbes électromagnétiques issues de photons et électrons/positrons de grande énergie, il est important d'obtenir et de maintenir un étalonnage en énergie tour par tour meilleur que 1% pour l'analyse hors ligne. L'incertitude sur cet étalonnage a un impact sur la résolution en énergie totale. Cet étalonnage devient plus significatif pour les grandes énergies. L'énergie mesurée pour chacune de ces tours intervient également dans la prise de décision rapide L0 et L1, ce qui nécessite donc un étalonnage efficace. Pour cela, EMCAL doit opérer à des gains en APD ajustés de sorte à correspondre, avec une précision inférieure à 5%, à la calibration relative en énergie de chaque tour.

#### 3.2.5.1 Système d'étalonnage LED

Un étalonnage par diode électro-luminescente (LED) est utilisé, dans lequel chaque tour voit la source lumineuse d'une LED pulsée calibrée, de façon à suivre et ajuster la dépendance en température des gains d'APD pendant leur fonctionnement. Les LED sont installées à l'extérieur du Super-Module et la leur lumière sera acheminée jusqu'aux modules d'EMCAL par des fibres de verre. Un système d'émission par avalanche est utilisé pour obtenir une lumière brève de quelques nano-secondes. La lumière provenant d'une unique LED est séparée par un homogénéisateur de lumière et connectée à un ensemble de fibres, chacune d'elles étant reliée à chaque module.

La variation de la réponse d'EMCAL au signal LED, en fonction du temps et de la température a été étudiée, lors de tests sous faisceau (cf section 3.3), de façon à calibrer le système. La variation d'amplitude du signal LED mesuré, pour une tour donnée, en fonction du temps, est comparée sur la figure 3.9, pour le même intervalle de temps, avec la température du capteur le plus proche à l'intérieur du module, dans lequel cette tour a été localisée. Une anti-corrélation claire est observée.

Au cours de l'ensemble de la période de prise de données, certaines variations dans l'amplitude du signal LED ont été constatées, qui n'ont pu être attribuées aux changements de température, mais plutôt aux variations de rendement lumineux des LEDs. Un nouvel intervalle de temps a été défini, lorsque l'amplitude LED est modifiée à plus de 20% d'une heure à l'autre. La figure 3.10 montre l'amplitude des LEDs pour une tour donnée en fonction de la température et pour un intervalle de temps fixé. Les coefficients de température, obtenus à partir de l'ajustement de ces distributions, ont été utilisés pour corriger les gains APD de leur dépendance temporelle. A titre d'exemple, l'amplitude LED corrigée est montrée sur le panneau inférieur de la figure 3.9, pour l'intervalle en temps considéré. Les amplitudes des événements LED sélectionnés, ainsi que les informations provenant des capteurs de température en fonction du temps sont stockées dans une base de données.

#### 3.2.5.2 Système d'étalonnage par rayons cosmiques

Un étalonnage par rayons cosmiques de tous les modules a été également effectué avant leur insertion dans ALICE. La procédure d'étalonnage est basée sur une mesure des muons du rayonnement cosmique de grande énergie, qui interagissent en déposant un minimum d'ionisation (MIP pour *Minimum Ionizing Particle*) de l'ordre d'environ 200 MeV, dans le calorimètre. Le signal de muons mesuré dans chaque tour est obtenu par l'utilisation d'une procédure d'isolement appliquée hors ligne. Pour chaque événement, l'amplitude maximale du signal est choisie et pour toutes les tours voisines de cette tour, un signal inférieur à cette valeur seuil est requis. Cette valeur seuil est limitée par le bruit électronique (fixé à 3 canaux ADC, qui s'élève à environ 15% de l'énergie du muon). La procédure d'isolement assure alors qu'aucune énergie a été déposée sur les tours voisines. Une prise de données de 24 heures permet, à terme, l'accumulation d'environ 500 muons par tour, ce qui est suffisant pour extraire un pic MIP, à environ 200 MeV dans EMCAL, avec une précision meilleure que 1%.

Un étalonnage en gain individuel est effectué pour chaque tour, de manière à veiller à ce que l'amplitude du signal moyen des muons cosmiques soit la même pour toutes les tours. La figure 3.11 montre la dispersion de l'amplitude moyenne de 384 tours avant et après cette procédure (en lignes fines et épaisses respectivement). Au bout de trois itérations, une dispersion relative finale  $< 3\%$  est atteinte.

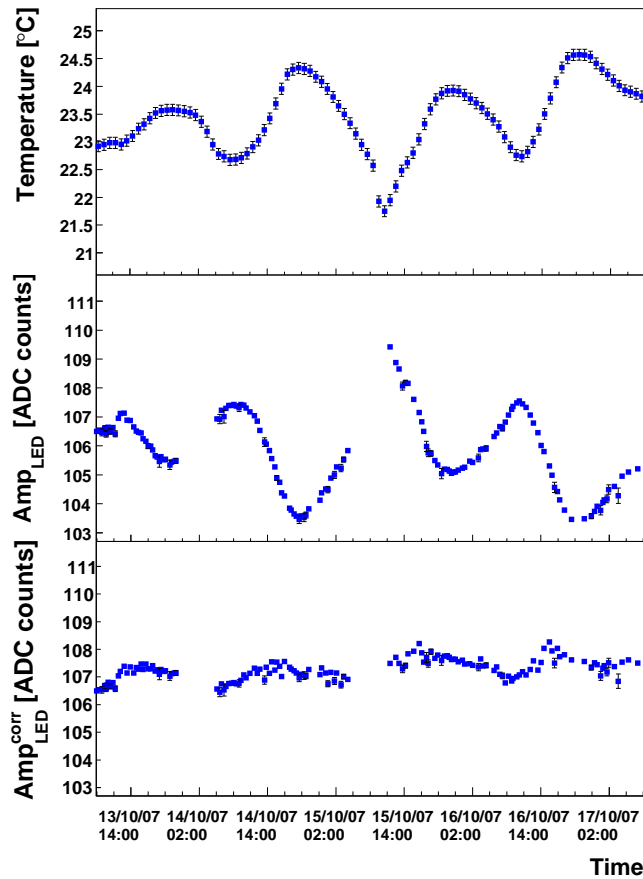


FIGURE 3.9 – Panneau supérieur : la mesure de température en fonction du temps. Panneau du milieu : amplitude du signal LED pour une tour donnée pour le même intervalle de temps. Panneau inférieur : amplitude du signal LED corrigé [100].

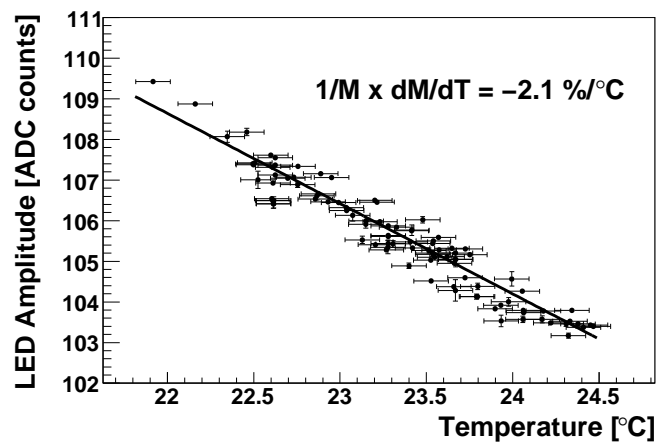
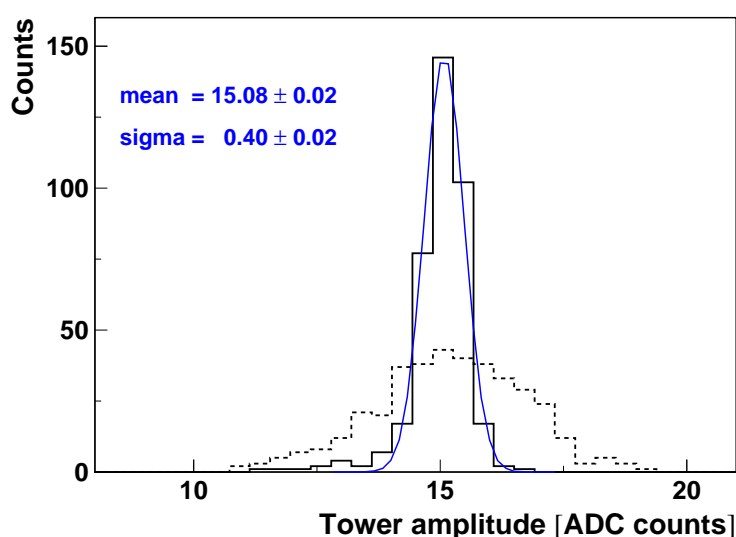


FIGURE 3.10 – Amplitude du signal LED en fonction de la température mesurée [100].



**FIGURE 3.11** – Réponse de 384 tours EMCAL aux muons des rayonnements cosmiques avant (histogramme en pointillés) et après (histogramme complet) le calibrage de gain individuel. La courbe représente un ajustement par une gaussienne de l'histogramme complet [100].

### 3.3 Les performances physiques d'EMCAL et les tests sous faisceau

#### 3.3.1 Introduction

Les performances physiques d'EMCAL ont été particulièrement étudiées lors de tests sous faisceau.

Des prototypes de modules d'EMCAL, construits selon la conception finale, ont été étudiés à l'aide de tests sous faisceau réalisés au CERN en Septembre-Octobre 2007 [100]. Ces tests ont utilisé  $4 \times 4$  modules ( $8 \times 8$  tours) prototypes d'EMCAL (voir figure 3.12). Toutes les tours ont été instrumentées avec la chaîne d'électronique complète, avec le shaper et les gains APD fonctionnant comme prévu dans ALICE. Un système d'étalonnage LED a été installé afin de surveiller les changements en gain dépendant en temps. La lecture de l'électronique frontale a utilisé le système d'acquisition d'ALICE (DAQ) standard.

De précédents tests sous faisceau avaient déjà été réalisés en Novembre 2005, au FNAL (Fermilab, Chicago, USA), utilisant un empilement de  $4 \times 4$  modules prototypes d'EMCAL ( $8 \times 8$  tours) de conception légèrement différente, comme une longueur totale de radiation de  $22 X_0$  et une géométrie d'échantillonnage de Pb (1.6 mm) / Scint (1.6 mm). Pour ces tests en particulier, les mesures ont été prises pour établir une comparaison des performances avec deux différents temps d'échantillonnage. Deux cartes FEE (lisant 32 tours chacune) ont été utilisées pour la lecture des modules ; la première avait un temps d'échantillonnage nominal de  $2 \mu\text{s}$  (PHOS) et la seconde de 200 ns (EMCAL).

Les objectifs des tests sous faisceau sont les suivants [100] :

- Déterminer la résolution en énergie intrinsèque et en position en utilisant des faisceaux d'électrons.
- Etudier la linéarité et l'uniformité de la réponse du détecteur.
- Déterminer le rendement lumineux (signal) par unité d'énergie électromagnétique déposée.
- Etudier l'effet de temps d'échantillonnage plus courts, comme prévu pour la conception finale.
- Etudier la dépendance énergétique de la réponse aux électrons et hadrons pour déterminer les capacités d'identification des particules.
- Elaborer et étudier la performance des outils d'étalonnage (stabilité du gain, dépendance en temps) en utilisant des faisceaux d'électrons, des particules d'ionisation minimum (MIPS), à partir de faisceaux de hadrons chargés, les événements LED et des muons cosmiques.

Les caractéristiques des faisceaux d'essai du FNAL de 2005 et du CERN de 2007 sont résumées dans le tableau 3.3.





**FIGURE 3.12** – Photographie des modules utilisés pour les tests sous faisceau de 2007 au CERN-PS et SPS.

Lab	FNAL	CERN	CERN
faisceau de test	MT6	SPS H6	PS T10
particules	$e^\pm$ , hadrons	$e^\pm$ , hadrons	$e^\pm$ , hadrons
intensité [ $s^{-1}$ ]	$10^3 - 10^4$	$10^2 - 10^3$	$10^2 - 10^3$
$\Delta p/p$	$\pm 1\%$	$\pm 1.3\%$	-
$p_{tot}$ [GeV/c]	3-33	5-100	0.5-6.5

**TABLE 3.3** – Les différents paramètres des faisceaux d'essai, au FNAL et au CERN.

### 3.3.2 Performances physiques

#### 3.3.2.1 Déclenchement

Le trigger EMCAL au niveau 0 (L0) et niveau 1 (L1) vise la sélection des clusters de grand  $p_T$  provenant des photons ( $\gamma$  prompts,  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,...) et des électrons. L'algorithme de L0 identifie l'énergie de la gerbe au dessus d'un seuil dans la zone locale d'une Unité de Région de Déclenchement (TRU). Le L0 fournit un signal de pré-déclenchement au L1 dans les collisions  $p$ - $p$ , permettant de mesurer par exemple un spectre inclusif non-biaisé de  $\pi^0$ . Le trigger-cluster au L1 est évalué  $6.5 \mu\text{s}$  après l'interaction. L'énergie est additionnée sur une fenêtre glissante de  $4 \times 4$  tours et comparée à un seuil (bien) au-dessus du bruit, comme dans L0, mais la décision de L1 est évaluée au sein de l'Unité de Résumé de Trigger (STU), permettant un balayage sur toute la surface EMCAL.

En pratique, le déclenchement cluster-EMCAL sera mis en oeuvre comme une hiérarchie de plusieurs seuils en énergie avec des valeurs croissantes pour permettre la collection d'évènements de  $p_T$  chaque fois plus élevés. La décision de déclenchement de cluster-EMCAL a été simulée par l'intermédiaire d'une fenêtre coulissante correspondant à la taille de cluster de  $4 \times 4$  tours. L'algorithme utilise les signaux numérisés des tours EMCAL. La figure 3.13 présente la performance du trigger cluster-EMCAL de grand  $p_T$  en considérant les mésons  $\pi^0$  dans l'acceptance EMCAL. L'efficacité de déclenchement est montrée pour trois facteurs de rejet différents [101]. Le trigger cluster-EMCAL fonctionne très bien avec des rendements atteignant un plateau de 90% pour des pions de  $p_T = 30 \text{ GeV}/c$  en collisions  $p$ - $p$ . Des stratégies similaires sont prévues pour le déclenchement des photons et électrons de grande impulsion transverse.

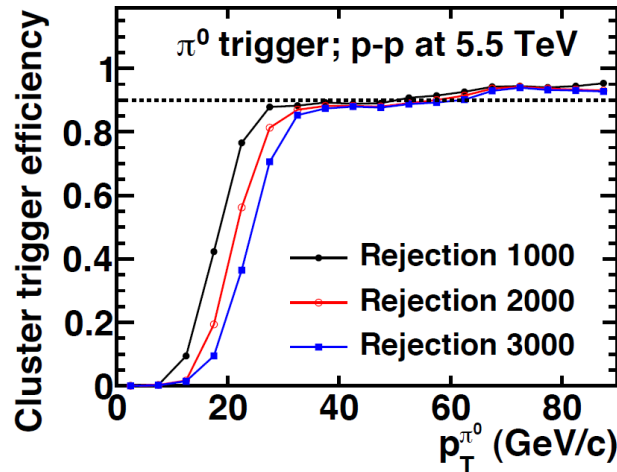


FIGURE 3.13 – Efficacité du déclenchement cluster-EMCAL pour les  $\pi^0$  dans des collisions  $p$ - $p$  à 5.5 TeV pour trois facteurs de rejet. La taille du cluster est de  $0.04 \times 0.04$ . La droite en pointillés montre une efficacité de 90%.

#### 3.3.2.2 Résolution en énergie

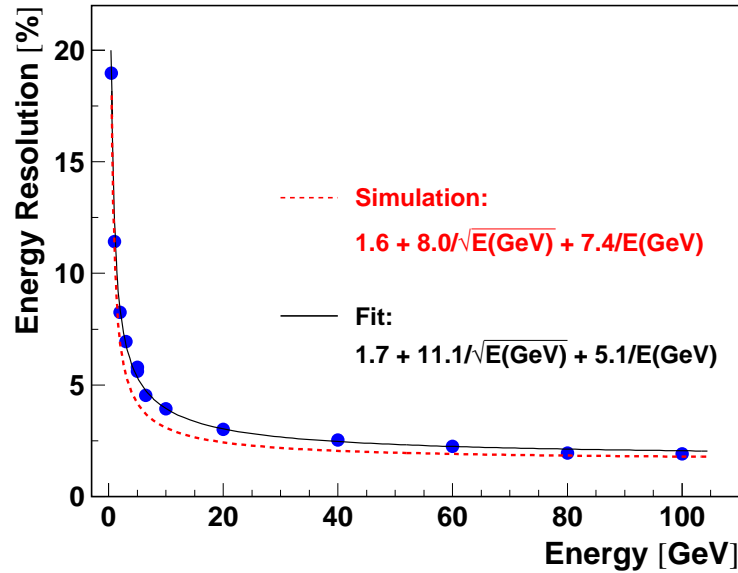
La résolution en énergie d'un calorimètre électromagnétique peut être paramétrée comme [99] :

$$\sigma(E) = \Delta(E)/E = a \oplus b/\sqrt{E} \oplus c/E, \quad (3.7)$$

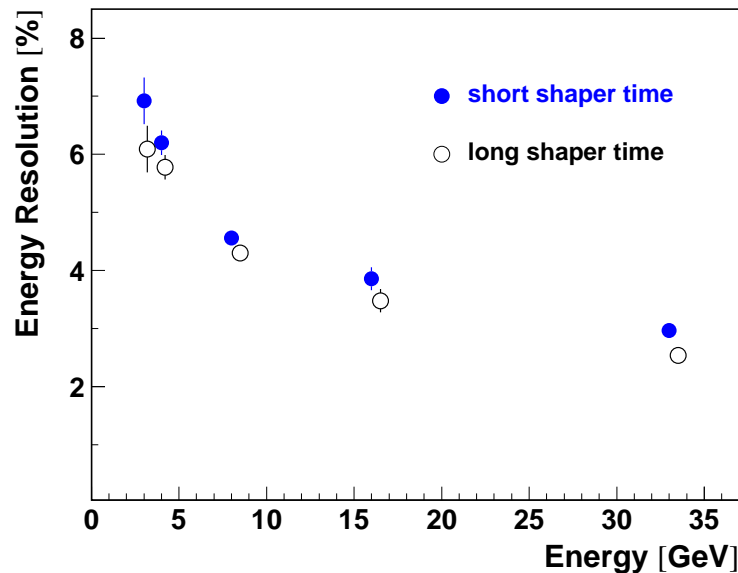
où  $E$  est l'énergie mesurée et  $\oplus$  représente la somme en quadrature.

La résolution intrinsèque est caractérisée par le paramètre  $b$  qui découle des fluctuations stochastiques dues aux effets intrinsèques du détecteur, comme le dépôt d'énergie, l'échantillonnage de l'énergie, l'efficacité de collecte de la lumière, etc. Le terme constant,  $a$ , provient des effets systématiques, tels que les pertes dans la gerbe électromagnétique, la non-uniformité du détecteur, ou les erreurs de calibration canal par canal. Le troisième terme,  $c$ , est dû au bruit électronique, sommé sur toutes les tours touchées du cluster, utilisé pour reconstruire la gerbe

électromagnétique. Les trois contributions de résolution s'additionnent en quadrature. Les résultats des simulations indiquent que pour une bonne reconstruction de l'énergie des jets, il est nécessaire d'atteindre au moins une résolution en énergie de  $\Delta_E/E = 15\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ , avec  $E$  exprimée en GeV.



**FIGURE 3.14** – Résolution en énergie d'EMCAL pour des électrons en fonction de l'impulsion du faisceau incident [100]. La dispersion en énergie du faisceau a été soustraite du résultat mesuré. La courbe en pointillés représente la résolution obtenue à partir des simulations Monte Carlo. Les coefficients extraits de l'ajustement sont en pourcentage.



**FIGURE 3.15** – Résolution en énergie d'EMCAL pour des électrons en fonction de l'impulsion du faisceau incident pour des temps d'échantillonnage courts (cercles pleins) et longs (cercles ouverts), correspondant aux temps d'échantillonnage du signal d'EMCAL et de PHOS respectivement [100]. Les cercles ouverts sont artificiellement décalés vers la droite pour la visibilité.

La résolution en énergie a été mesurée lors des premiers tests sur faisceau au FNAL, puis lors des nouveaux tests au PS et SPS. En combinant les données prises au PS et SPS, la résolution du calorimètre, sur une gamme d'énergie de 0.5 GeV à 100 GeV a pu être explorée. Le système d'étalonnage LED a été utilisé pour suivre et ajuster

la dépendance en temps des coefficients d'étalonnage. Aucune variation systématique de la résolution dépendant de la position a été observée. La résolution obtenue a été combinée pour les différentes positions mesurées et les valeurs moyennes, en fonction du moment du faisceau incident sont représentées sur la figure 3.14.

Un ajustement de la résolution en énergie en fonction de l'énergie incidente, selon l'équation 3.7 est représenté avec comme paramètres  $a = (1.7 \pm 0.3)\%$ ,  $b = (11.1 \pm 0.4)\%$  et  $c = (5.1 \pm 0.3)\%$ . Ces paramètres peuvent être comparés avec les résultats de simulation GEANT3 (pour la géométrie du module EMCAL décrite précédemment). Ils sont présentés par la ligne pointillée sur la figure 3.14. L'augmentation du terme stochastique  $b$ , représentant une résolution intrinsèque plus mauvaise que celle obtenue par simulations Monte Carlo, est principalement due à l'atténuation de la lumière et la mauvaise efficacité de collecte de la lumière, qui n'a pas été modélisée. La faible augmentation du terme constant  $a$  démontre une grande qualité de fabrication du détecteur et un bon calibrage tour par tour. Le terme linéaire, qui modélise la contribution du bruit électronique, est trop élevé dans la simulation.

En utilisant les données du faisceau test du FNAL, les effets éventuels d'une utilisation de temps d'échantillonnage plus courts, pour EMCAL de 200 ns (contre 2  $\mu$ s pour PHOS) ont été étudiés. La figure 3.15 montre la résolution en énergie en fonction de l'énergie incidente. Les résultats sont indiqués séparément pour des régions de lecture avec un temps d'échantillonnage court (cercles pleins) et long (cercles ouverts), moyennés pour divers tests dans chaque région. La résolution se détériore légèrement lors de l'utilisation de temps plus courts, mais elle est toujours bien en-deçà de la limite exigée pour le détecteur.

### 3.3.2.3 Résolution spatiale et granularité

La segmentation du calorimètre permet d'obtenir la position de l'impact à partir de la distribution en énergie à l'intérieur d'un agrégat de tours touchées par le signal (voir chapitre 5), avec une précision meilleure que la taille transversale d'une tour, qui est d'environ 6 cm, soit environ 2 fois le rayon de Molière. La position, en coordonnées  $x$  et  $y$ , est calculée en utilisant une pondération logarithmique de l'énergie déposée sur la tour. Pour l'identification des mésons  $\pi^0$ , des photons et des électrons, la taille des tours d'EMCAL devrait être la plus petite possible pour permettre la discrimination de plusieurs photons proches et limiter le taux d'occupation des tours et le bruit de fond combinatoire. Les considérations de coût ont imposé des tours volumineuses, tout en restant dans les limites imposées par les nécessités des mesures physiques. Des études Monte Carlo d'événements centraux Pb-Pb à 5.5 TeV montrent qu'une segmentation du calorimètre de  $\eta \times \phi = 0.015 \times 0.015$  donne une occupation des tours de 80% pour un seuil en énergie sur chaque tour réglé à 30 MeV. Ce bruit de fond a pour effet de dégrader la résolution en énergie et les capacités de discrimination, mais celles-ci restent acceptables pour les mésons  $\pi^0$ , photons et électrons de grande impulsion transverse. Par exemple, cette segmentation des tours impose une limite supérieure d'environ  $p_T = 45$  GeV/c sur l'impulsion des pions pour lesquels les deux photons de décroissance sont différenciables d'un photon isolé (cf section 5.3.3.2).

La figure 3.16 montre la résolution en positions  $x$  et  $y$ , en fonction du dépôt d'énergie pour les électrons. Comme attendu, aucune différence dans la résolution sur la direction en  $x$  et  $y$  n'est observée. La résolution en position de la gerbe est décrite comme  $1.5 \text{ mm} \oplus 5.3 \text{ mm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ , où les deux contributions s'additionnent en quadrature.

### 3.3.2.4 Linéarité et uniformité de la réponse en énergie

L'étalonnage en énergie absolue, obtenu par une somme de l'énergie sur  $3 \times 3$  tours est montrée sur la figure 3.17. La linéarité et l'uniformité de la réponse se testent en vérifiant que l'énergie mesurée est bien la même que l'énergie incidente. La figure 3.17 montre cette linéarité de la réponse en fonction de l'énergie incidente (en haut), ainsi que le rapport (en bas). La linéarité de la réponse est meilleure que 1% sur toute la gamme en énergie, jusqu'à 20 GeV. A basse énergie, les effets de seuil deviennent non-négligeables, par rapport à l'énergie totale déposée et les pertes par transmission de la lumière pourraient avoir un impact. En fait, l'énergie reconstruite est systématiquement inférieure à celle incidente pour des énergies égales ou inférieures à 10 GeV. Un écart d'environ 10% est observé à 5 GeV. L'ajustement est bien décrit par une fonction cubique, représentée par les cercles ouverts (panneau inférieur). A haute énergie, les écarts par rapport à l'unité peuvent s'expliquer par les pertes longitudinales de la gerbe. Les données donnent une indication d'une telle perte à haute énergie. L'uniformité de la réponse en énergie a été étudiée pour différentes conditions. Tous les modules ont été testés avec des faisceaux d'électrons de 80 GeV envoyés sur les modules. Une uniformité de la réponse en énergie a été trouvée avec un écart type meilleur que 1 GeV. Ce résultat implique une très bonne uniformité de la réponse (à moins de 1%) pour les modules d'EMCAL.

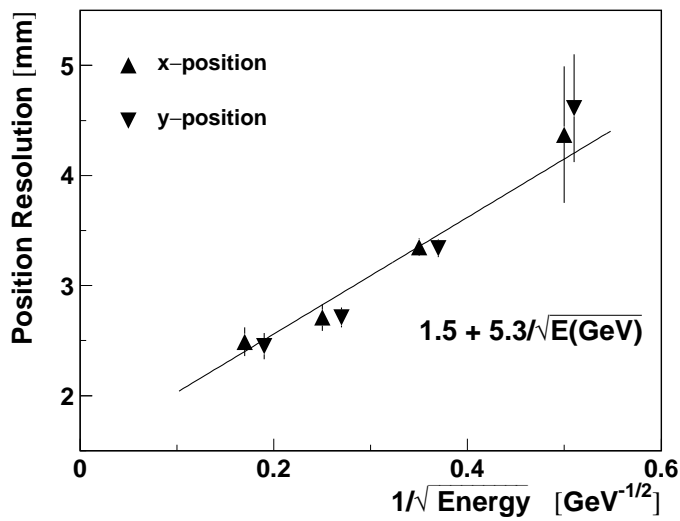


FIGURE 3.16 – La dépendance de la résolution en position en fonction de l'énergie déposée pour des électrons [100] dans EMCAL. La courbe montre le meilleur résultat de l'ajustement. Les triangles représentant la résolution pour la position y sont artificiellement décalés vers la droite pour la visibilité.

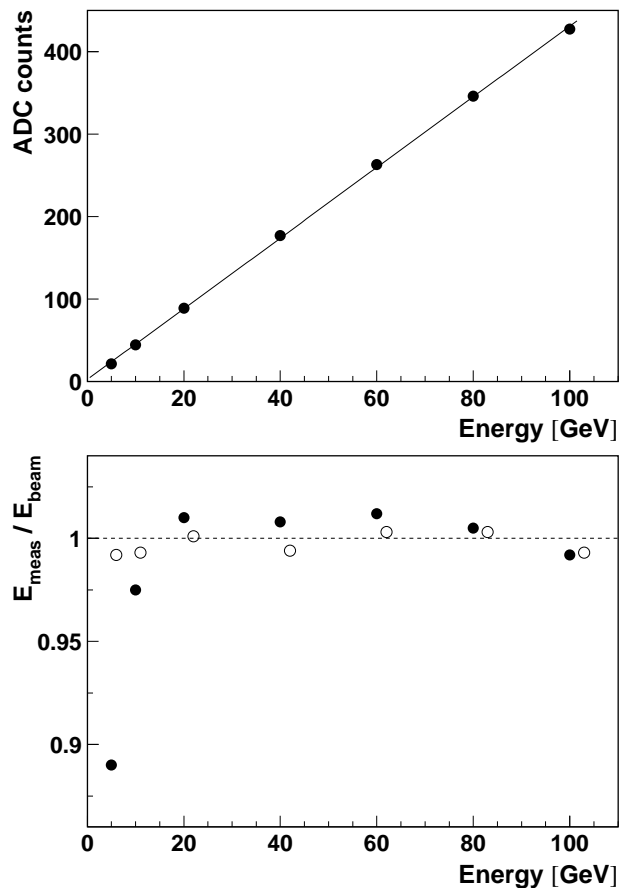


FIGURE 3.17 – En haut : La linéarité de la réponse pour une somme sur  $3 \times 3$  cluster tours en fonction de l'énergie du faisceau incident. La ligne continue est un ajustement linéaire des données. En bas : Rapports entre l'ajustement linéaire et les données (cercles pleins) et entre l'ajustement par une fonction cubique et les données (cercles ouverts). La ligne pointillée est placée à l'unité, comme référence [100].

### 3.3.2.5 La réponse des hadrons

EMCAL peut encore améliorer les capacités d'identification des particules d'ALICE, et ce grâce à sa réponse différente caractéristique aux électrons et hadrons. Alors que les électrons déposent toute leur énergie dans le calorimètre, les hadrons laissent seulement une fraction de leur énergie, mais affichent une longue queue de dépôt d'énergie, par leur création de gerbe hadronique. Au PS, des faisceaux purs en électrons et hadrons étaient disponibles. La figure 3.18 montre l'énergie reconstruite pour un faisceau d'électrons et de hadrons de 100 GeV, ce qui illustre cette réponse très distincte aux faisceaux d'électrons et de hadrons.

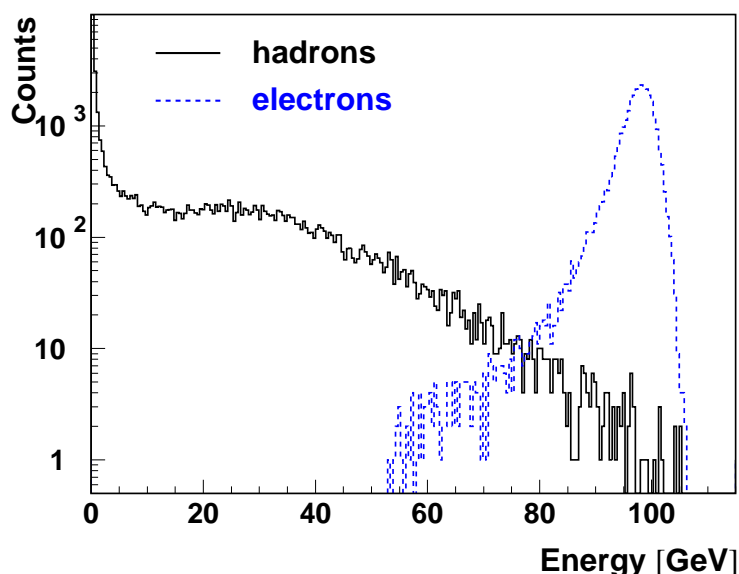


FIGURE 3.18 – Réponse d'EMCAL aux hadrons (histogramme en traits pleins) et électrons (histogramme en pointillés) de 100 GeV, en fonction de leur énergie incidente [100].

La queue de la réponse aux hadrons à haute énergie est originaire de processus tels que l'échange de charge  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ , où la plupart de l'énergie des pions chargés va aux pions neutres. Ces pions neutres peuvent se désintégrer en photons, selon une cascade électromagnétique, qui est impossible à distinguer d'une gerbe initiée par un électron. Le facteur de rejet de hadrons est défini comme le nombre de hadrons total divisé par le nombre de hadrons identifiés à tort comme des électrons. Un facteur de rejet de  $10^2$  à  $10^3$  est obtenu sur la gamme d'énergie de 40 GeV à 100 GeV.

**De prochains tests sous-faisceau** Une nouvelle période de tests sous faisceau a été annoncée au CERN-PS et SPS pour août et septembre 2010. En effet, bien que les premiers modules prototypes d'EMCAL aient été testés de façon extensive avec succès en 2007, de nombreuses raisons poussent à effectuer de nouveaux tests, et cette fois sur des vrais modules et sous les mêmes conditions. Cela devrait permettre d'avoir des données définitives, qui pourront être utilisées pour calibrer au mieux la réponse d'EMCAL. Les modules devront être, cette fois, calibrés au préalable par des cosmiques, de façon à s'assurer que les tours opèrent bien au même gain, et les données devront être prises avec la suppression du zéro, c'est-à-dire avec suppression du bruit de fond de l'électronique. La mesure de la résolution en position doit être refaite, en tenant compte cette fois du système de trajectographie. Pour les mesures à partir du système LED, il s'est avéré que la résolution en temps d'EMCAL est assez bonne (pour un calorimètre), approchant 500 ps à grande énergie. Cela devra donc être étudié plus en détail, en utilisant en particulier un déclencheur en temps. Enfin, les performances du système de déclenchement, non étudiées jusqu'à présent, seront étudiées en utilisant un module TRU à lecture des données de déclenchement FALTRO.

### 3.4 Etude de l'ajustement des distributions en impulsion lors des tests sous faisceau

J'ai participé aux tests sous faisceau en octobre 2007 au CERN PS et SPS et, lors de l'analyse, j'ai été impliquée dans la partie qui consiste à étudier le signal collecté au niveau des tours des modules prototypes. En effet, les modules du calorimètre ayant été mis en oeuvre pour l'une des premières fois, une étude de la forme du signal lu sur chaque tour était nécessaire.

J'ai été impliquée dans l'étude de l'ajustement des échantillons en temps ou *pulse shape*, ainsi que de la corrélation haut gain - bas gain pour chaque tour. L'étude de l'ajustement des échantillons en temps permet de mesurer l'amplitude et le temps du signal déposé dans une tour, qui seront gardés en mémoire et utilisés par la suite dans la configuration de l'électronique d'EMCAL.

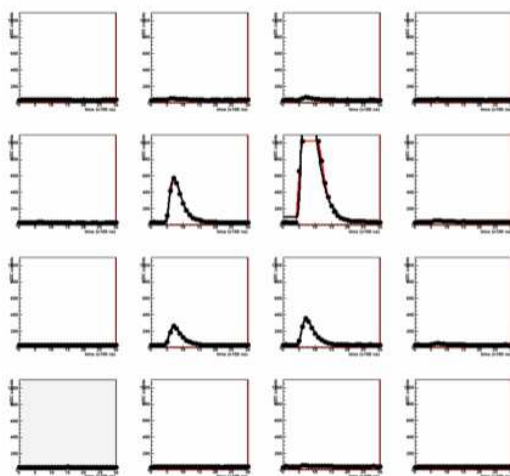


FIGURE 3.19 – Exemple de signal obtenu sur  $4 \times 4$  tours à partir d'un faisceau d'électrons de 80 GeV/c ciblé au centre.

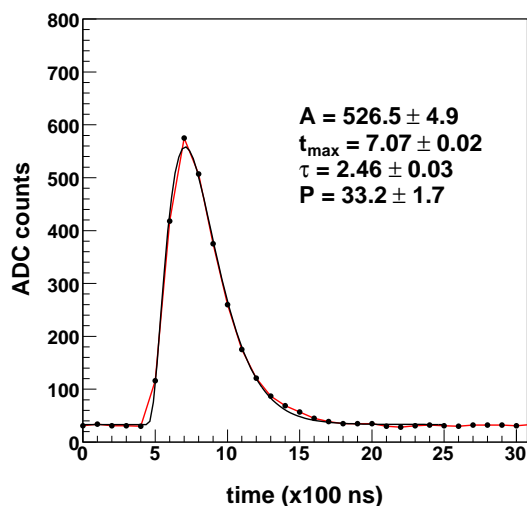


FIGURE 3.20 – Cas d'une distribution en impulsion : nombre de coups ADC en fonction du temps, obtenue sur une tour d'EMCAL pour un faisceau d'électrons de 80 GeV/c, en haut gain. L'ajustement, réalisé avec une fonction  $\Gamma$  est superposé. En rouge : le signal, en noir : la fonction d'ajustement.

### 3.4.1 L'ajustement

Les échantillons en temps obtenus ont été tracés en s'appuyant sur les données obtenues à partir d'un faisceau d'électrons de 80 GeV/c, envoyé au centre des modules prototypes. La figure 3.19 montre le signal obtenu sur  $4 \times 4$  tours. Le signal obtenu est plutôt concentré sur les  $2 \times 2$  tours centrales. Sur la figure 3.20, il s'agit d'un exemple de *pulse shape*, obtenu à partir d'un faisceau d'électrons de 80 GeV/c pour une tour, représenté par un nombre de coups ADC en fonction du temps. Les échantillons en temps obtenus ont une amplitude  $A$  qui peut être décrite, en fonction du temps, par une fonction Gamma, de la forme (cf equation 3.6) :

$$f(t) = \text{pedestal} + Ax^\gamma e^{\gamma(1-x)} \quad (3.8)$$

avec

$$x = \frac{t - t_{max} + \tau}{\tau} \quad (3.9)$$

C'est une fonction à 5 paramètres :  $(P, A, t_{max}, \tau, \gamma)$ .  $t_{max}$  est le temps pour lequel l'amplitude maximum est atteinte,  $\tau$  le temps de montée, et  $\gamma$  le paramètre de puissance (ordre) de la fonction, qui sera fixé à 2, pour des raisons de gain en temps CPU d'un facteur 2. Le piédestal  $P$  est calculé comme la valeur moyenne sur les 5 premiers points d'ajustement :

$$\text{pedestal} = \sum_{i=0}^4 \frac{ADC[i]}{5} \quad (3.10)$$

Un point important dans l'analyse des tests est de vérifier si les paramètres extraits des données sont bien évalués, ce qui revient à tester la qualité de l'ajustement des distributions en impulsion. Cela conditionnera, dans le futur, la qualité des données, car l'amplitude et le temps qui seront utilisés alors, sont directement extraits de cet ajustement. Sur la figure 3.20, le signal est ajusté en utilisant cette fonction  $\Gamma$ , à l'ordre 2. Les paramètres de l'ajustement indiqués sont l'amplitude  $A$ ,  $t_{max}$ ,  $\tau$ , et le piédestal  $P$ .

### 3.4.2 La qualité de l'ajustement

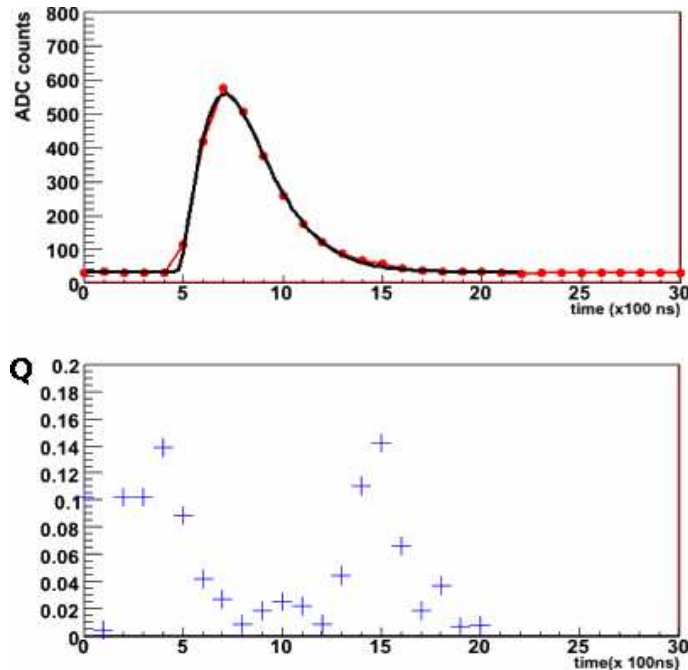


FIGURE 3.21 – En haut : ajustement d'une distribution en impulsion par une fonction  $\Gamma$  d'un faisceau d'électrons de 80 GeV/c pour une tour, en haut gain. En bas : la variable "Qualité" en fonction du temps.



Pour quantifier la qualité de l'ajustement, nous avons défini une variable  $Q$ , qui est la valeur moyenne de la différence relative entre le signal (nombre de coups ADC) et la fonction d'ajustement.

$$Q = \frac{|Fit - ADC|}{ADC} \quad (3.11)$$

Elle représente donc la mauvaise qualité de l'ajustement : plus  $Q$  est petit, plus l'ajustement est précis. Cette variable, étudiée pour un faisceau d'électrons, a été estimée, en pourcentage, entre 2% et 20% pour des amplitudes comprises entre 100 et 1050 coups ADC. La figure 3.21 illustre ce point, en représentant, en dessous de l'échantillon en temps ajusté, la valeur correspondante, pour chaque point, de la variable "Qualité"  $Q$ . On observe une variation de  $Q$ , mais elle reste en dessous de 16%. On obtient donc une bonne qualité d'ajustement, particulièrement pour de faibles amplitudes. Cependant, deux zones de moins bonne qualité d'ajustement sont clairement observables : à la montée et à la redescente du pic en amplitude. Une étude plus systématique a été réalisée pour toutes les tours, en testant les deux gains (haut et bas) et en prenant la valeur moyenne de  $Q$  de tous les points, pour chaque tour :

$$\langle Q \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^N \frac{|Fit - ADC|}{ADC} \quad (3.12)$$

Les résultats de cette étude ont montré que pour le bas gain,  $Q$  est systématiquement en dessous de 6%, ce qui représente une très bonne qualité d'ajustement, et pour le haut gain inférieure à 15%.

Peut-on améliorer la qualité de l'ajustement, particulièrement dans le cas du haut gain ? Pour le savoir, nous avons étudié la dépendance de la précision de l'ajustement, en fonction de l'intervalle d'ajustement, défini par un certain pourcentage de l'amplitude maximale  $A$ . Pour améliorer la qualité de l'ajustement, nous réaliserons cette étude en faisant varier l'intervalle considéré, de 90% à 5% de l'amplitude. En réalisant l'ajustement sur un intervalle correspondant à 30% de l'amplitude maximale, nous avons montré que la variable  $Q$  reste en dessous de 4%.

En conclusion, nous avons montré que la qualité de l'ajustement utilisé est bonne, elle est inférieure à 16%, mais elle peut être améliorée en utilisant un intervalle d'ajustement restreint correspondant à un maximum à 30% de l'amplitude. Cependant l'amélioration n'était pas suffisamment significative (dans la mesure où les paramètres de sortie de l'ajustement  $A$  et  $t$  n'ont pas été significativement modifiés), pour que cela soit suivi de modifications dans le programme d'analyse.

### 3.4.3 La corrélation haut gain - bas gain

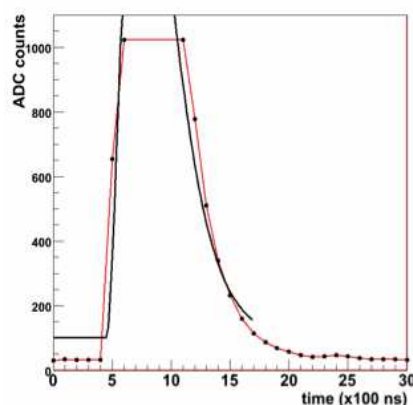


FIGURE 3.22 – Cas d'une tour où le signal en haut gain sature.

La corrélation haut gain - bas gain a été étudiée pour plusieurs tours. Le but de cette étude a été de déterminer une valeur seuil en amplitude, à partir de laquelle on utilisera préférentiellement le bas gain, lorsque le signal dans le cas du haut gain sature, à 1023 coups ADC, comme on le voit sur la figure 3.22.

Nous avons étudié cette corrélation en traçant l'amplitude obtenue par l'ajustement en haut gain en fonction de celle en bas gain, pour une tour (cf figure 3.23). On observe une bonne corrélation, avec un rapport d'environ

16.4 entre les deux gains, jusqu'à une amplitude d'environ 1000 coups ADC. La corrélation est nettement moins bonne après, ce à quoi l'on pouvait s'attendre étant donnée la saturation du haut gain à 1023 coups ADC.

La question que l'on s'est posée alors a été de savoir si la corrélation haut-bas gain pouvait être améliorée, en supprimant de l'ajustement les points où le nombre de coups ADC dépasse 1000, et plus exactement le point où le nombre de coups ADC est égal à 1023. La figure 3.23 montre la corrélation haut gain-bas gain, à gauche en prenant tous les points et à droite en supprimant de l'ajustement le point où l'ADC vaut 1023. Une meilleure corrélation est ainsi obtenue.

Suite à cela, cette modification a été implémentée dans l'environnement de traitement des données d'ALICE. Sachant que la soustraction du piédestal (d'environ 30-60 coups ADC) doit être effectuée, le bas gain est utilisé dès que le nombre de coups ADC dépasse 950.

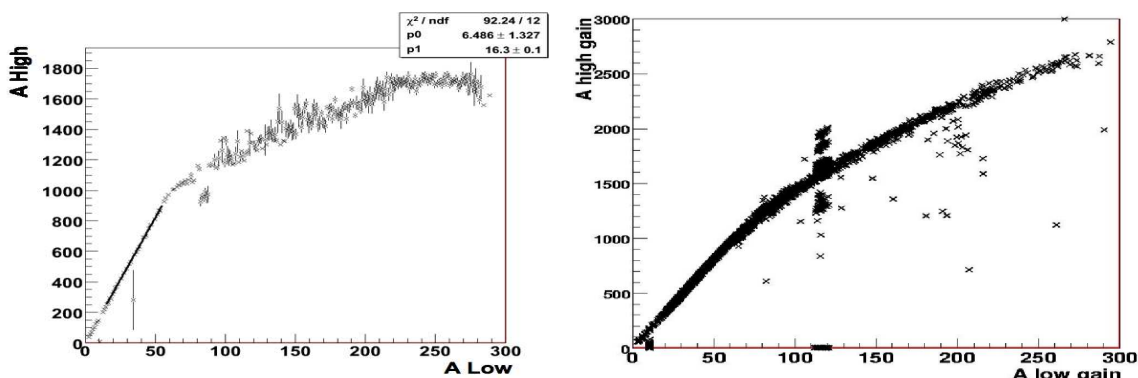


FIGURE 3.23 – Corrélation haut gain - bas gain, avant la coupure (à gauche), et après la coupure (à droite).

### Perspectives actuelles

Suite à prise de données de fin 2009, les premiers signaux ayant été obtenus dans les tours d'EMCAL, les distributions en impulsion et leur ajustement ont pu être testés avec les vraies données. D'autres ajustements, plus rapides, stables et précis, sont actuellement testés et comparés les uns aux autres.

## 3.5 Premières données au niveau d'EMCAL

La mesure du spectre de pions neutres inclusifs dans les collisions  $p-p$  à 7 TeV à mi-rapidité et dans la gamme en  $p_T$  de :  $0.5 < p_T < 20$  GeV/c a été l'un des premiers objectifs de la collaboration ALICE-EMCAL. Les pions neutres étant produits en abondance dans les collisions  $p-p$  même à plus basse énergie et dans les collisions de biais minimum, très vite les premiers spectres de masse invariante du  $\pi^0$ , calculée en associant les clusters d'EMCAL deux à deux, ont été obtenus. Les premiers essais, peu concluants, ont tout d'abord servi à calibrer EMCAL (voir section 3.2.5) en utilisant la masse du  $\pi^0$  obtenue, qui était décalée vers la droite. Cela était dû à un problème de soustraction du piédestal. La figure 3.24 présente les résultats actuels de masse invariante du  $\pi^0$ , pour différents intervalles en  $p_T$ , jusqu'à 10 GeV/c. Sur la figure 3.25, nous avons sélectionné uniquement un spectre de masse invariante, pour l'intervalle en  $p_T$  : [3-8] GeV/c.

L'extraction du spectre de  $\pi^0$  reconstruit jusqu'à 10 GeV/c dans EMCAL (et 14 GeV/c dans PHOS) est en cours. Ces données serviront à affiner la calibration de l'ensemble des tours du calorimètre.

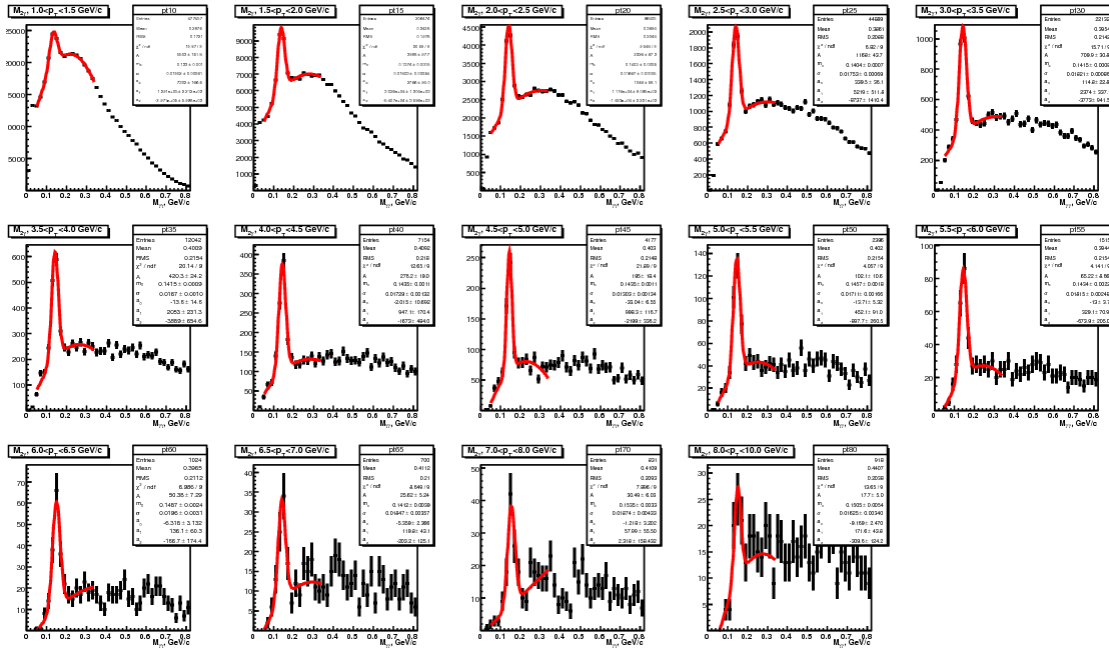


FIGURE 3.24 – Spectres de masse invariante du  $\pi^0$  mesurés pour différents intervalles en  $p_T$  pour les données des collisions  $p-p$  à 7 TeV.

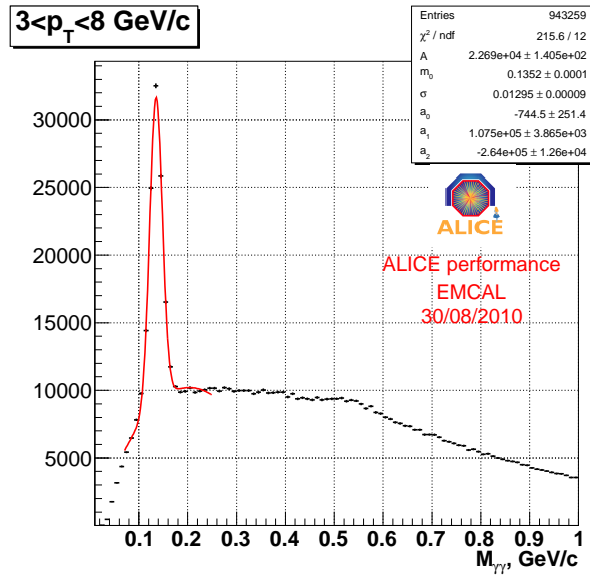


FIGURE 3.25 – Spectre de masse invariante du  $\pi^0$  mesuré pour l'intervalle  $3 < p_T < 8$  GeV/c, pour les données des collisions  $p-p$  à 7 TeV.

## 3.6 Les calorimètres électromagnétiques au LHC

### 3.6.1 PHOS

PHOS est le deuxième calorimètre électromagnétique de l'expérience ALICE. Il s'agit plus précisément d'un spectromètre à photons, situé à l'opposé d'EMCAL en azimuth ( $\phi = \pi$ ). Nous présentons dans le tableau 3.4 les principales différences entre les deux détecteurs de photons.

De couverture en espace de phase 8 fois inférieure à celle d'EMCAL, PHOS possède toutefois des caractéristiques plus fines de conception. PHOS, constitué de cristaux de  $\text{PbWO}_4$  refroidis à  $-17^\circ$ , contrairement au plomb-scintillateurs d'EMCAL, a une granularité bien plus fine que celle d'EMCAL :  $0.004 \times 0.004$ . D'autre part, sa résolution en énergie est nettement meilleure :  $3.3\%/\sqrt{E} \oplus 1.1\%$ .

La granularité plus fine de PHOS entraîne un taux d'occupation plus faible. Comme le nombre d'échantillons enregistrés est dicté par la largeur totale de l'impulsion, un temps de profilage plus grand, de  $2 \mu\text{s}$  (au lieu de 100 ns pour EMCAL) peut être utilisé.

Au final, l'électronique de lecture frontale de PHOS [99] est semblable à celle d'EMCAL, avec seulement des modifications mineures, car le rendement lumineux, par unité de dépôt d'énergie dans PHOS est similaire à celui d'EMCAL.

Détecteur	PHOS	EMCAL
Canaux de détection	cristal $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$	tour $6 \times 6 \text{ cm}^2$
Nombre de canaux de détection	17920	12288
Longueur de radiation effective $X_0$	0.89 cm	1.23 cm
Rayon de Molière $R_M$	2 cm	3.20 cm
Longueurs de radiation ( $X_0$ )	20	20.1
Distance du point d'interaction	4.4 m	5 m
Acceptance $\Delta\phi$ (degrés)	$100^\circ$	$110^\circ$
Acceptance $\eta$	$-0.12 < \eta < 0.12$	$-0.7 < \eta < 0.7$

TABLE 3.4 – Principales différences entre les calorimètres PHOS et EMCAL.

### 3.6.2 Le calorimètre de l'expérience CMS

CMS (*Compact Muon Solenoid*) [73] est un détecteur conçu à la base pour rechercher le boson de Higgs et la physique au-delà du modèle standard dans les collisions proton-proton au LHC. Il est optimisé pour des mesures précises des caractéristiques des leptons et photons de haute énergie, ainsi que des jets hadroniques, à travers une grande acceptance, qui lui assure des performances uniques pour détecter les sondes dures, tant en  $p$ - $p$  qu'en  $Pb$ - $Pb$ . L'élément central de CMS est son aimant, un solénoïde long de 13 m, de rayon interne 3 m, qui fournit un fort champ magnétique uniforme de 3.8 T. Le système de trajectographie, de 6 m de long et de rayon 1.3 m est entouré du calorimètre électromagnétique (ECAL) et du calorimètre hadronique (HCAL), à l'intérieur de l'aimant. Il existe trois régions distinctes : le tonneau, qui couvre  $|\eta| < 1.5$ , les endcap :  $1.5 < |\eta| < 3.0$  et enfin la partie à l'avant, localisée à 11 m du point d'interaction :  $3.0 < |\eta| < 5.0$ . Les caractéristiques des calorimètres évoluent en fonction de la rapidité.

Le calorimètre électromagnétique, situé à 1.3 m du point d'interaction, est constitué d'environ 76000 cristaux scintillants de  $\text{PbWO}_4$ , un peu plus longs que ceux de PHOS, qui lui confèrent quand même une très bonne granularité, variant de  $0.0174 \times 0.0174$  à  $0.05 \times 0.05$  en fonction de la rapidité, ainsi qu'une excellente résolution en énergie de  $2.8\%/\sqrt{E}(\text{GeV}) \oplus 0.3\%$ .

### 3.6.3 Le calorimètre de l'expérience ATLAS

ATLAS [102] est également conçu pour étudier la physique des hautes impulsions transverses en collisions  $p$ - $p$ . Pour cela, ATLAS (comme CMS) fonctionnera à une luminosité maximale de  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et aura un système de trajectographie très précis pour la mesure des particules chargées, plongé dans un aimant solénoïde de 2 T, ainsi qu'un système de calorimétrie le plus hermétique possible, de segmentation très fine.

ATLAS a choisi un calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-argon liquide. Cette technologie est couramment utilisée en physique des particules. Ces avantages principaux sont une linéarité intrinsèque, une stabilité de la réponse en temps, et une tolérance aux radiations. La nouveauté introduite par ATLAS vient du choix de la géométrie en accordéon qui permet de garantir une herméticité parfaite en  $\phi$  et une extraction rapide du signal indispensable vue la grande fréquence des collisions (une toutes les 25 ns). D'acceptance azimutale totale ( $\Delta\phi = 2\pi$ ), il couvre une rapidité de  $|\eta| < 3.2$ , permettant d'avoir une profondeur entre 20 et 35  $X_0$ . La matière devant la partie active du calorimètre est conséquente, entre 2 et 4  $X_0$ . Elle vient du détecteur interne, de la structure du cryostat et de la bobine supraconductrice. Pour diminuer l'impact sur les performances du calorimètre, un pré-échantillonneur a été rajouté dans la région  $|\eta| < 1.8$ , la plus sensible à cet effet.

Le calorimètre électromagnétique est composé de trois parties : un cylindre (tonneau) couvrant la partie  $|\eta| < 1.5$  fermé par deux roues (bouchons) qui permettent une couverture angulaire jusqu'à la région  $|\eta| \leq 3.2$ . Ils sont répartis dans trois cryostats distincts, laissant une région pauvrement instrumentée entre  $1.4 < |\eta| < 1.5$  où passent les câbles. Il est segmenté de façon très fine longitudinalement et transversalement : la première segmentation longitudinale a une granularité de  $0.003 \times 0.01$  dans le baril, la seconde de  $0.025 \times 0.025$  et le dernier segment est composé de cellules de  $0.05 \times 0.025$ . En addition, un système de pré-échantillonnage segmenté très finement ( $0.025 \times 0.1$ ) est présent en face de ECAL. Le nombre de canaux de lecture total correspondant est de 170 000. La partie tonneau du calorimètre électromagnétique se situe à 1.5 m du point d'interaction et la partie avant est à 4 m.

La résolution en énergie a été déterminée lors de tests en faisceau : elle est de  $10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$  et la résolution en temps est de 200 ps pour les gerbes d'énergie supérieure à 20 GeV.

Le tableau 3.5 résume les caractéristiques des différents calorimètres du LHC.

### Conclusions

Au vu des caractéristiques de ces différents calorimètres, nous pouvons conclure quant à la physique qui sera mise en oeuvre, plus particulièrement concernant la mesure des photons. A première vue, en comparant ces différents calorimètres, nous pouvons conclure sur plusieurs points :

- Les calorimètres d'ATLAS et CMS (partie tonneau) sont très proches du point d'interaction, ce qui laisse supposer qu'une mesure de photons inclusive sera difficile et que la mesure des photons isolés sera probablement privilégiée.
- La résolution en énergie de CMS (et d'ALICE-PHOS) est excellente par rapport à ATLAS et ALICE-EMCAL. Cependant, cette dernière ne joue pas un rôle crucial dans la mesure : elle a essentiellement un impact sur l'échantillonnage des intervalles en  $p_T$  des spectres et sur le smearing.
- Les granularités des calorimètres sont très fines (partie tonneau) et comparables. Cependant, le calorimètre d'ATLAS se différencie ici des autres (et relève le déficit par rapport à CMS) par sa segmentation longitudinale, qui lui permet une meilleure discrimination photon- $\pi^0$ .
- Enfin et surtout, l'acceptance des calorimètres d'ATLAS et CMS fait toute la différence avec celle d'ALICE, qui perd énormément ici de possibilités de mesures.

Expérience	Calorimètre	Matériau	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	Granularité	Résolution	
						Energie (GeV)	Position (mm)
ATLAS	Barrel LAr	Liquid Ar	$-1.38 < \eta < 1.38$	$2\pi$	$0.003 \times 0.1$	$10\% / \sqrt{E} \oplus 0.7\%$	
	Endcap LAr		$1.4 <  \eta  < 3.2$		$0.05 \times 0.025$		
CMS	EM-Barrel	PbWO <sub>4</sub>	$-1.48 <  \eta  < 1.48$	$2\pi$	$0.017 \times 0.017$	$2.8\% / \sqrt{E} \oplus 0.3\%$	
	EM-Endcap		$1.48 <  \eta  < 3.0$		$0.05 \times 0.05$		
ALICE	PHOS	PbWO <sub>4</sub>	0.24	1.74	$0.004 \times 0.004$	$3.3\% / \sqrt{E} \oplus 1.1\%$	$2.3\% / \sqrt{E} \oplus 0.7\%$
	EMCAL	PbSc	1.4	1.92	$0.014 \times 0.014$	$11\% / \sqrt{E} \oplus 1.7\%$	$5.3\% / \sqrt{E} \oplus 1.5\%$
	DCAL(upgrade)	PbSc	0.2 – 1.4	1.05	$0.014 \times 0.014$	$11\% / \sqrt{E} \oplus 1.7\%$	$5.3\% / \sqrt{E} \oplus 1.5\%$

**TABLE 3.5** – Comparaison entre les caractéristiques des calorimètres électromagnétiques de CMS, ATLAS et ALICE (PHOS, EMCAL et DCAL).



# 4

## Prédictions théoriques pour les photons prompts isolés

### Plan

---

<b>4.1</b>	<b>Les générateurs d'évènements</b>	<b>96</b>
4.1.1	Le générateur d'évènements PYTHIA	96
4.1.2	Le modèle JETPHOX	100
4.1.3	Comparaison entre PYTHIA et JETPHOX	103
<b>4.2</b>	<b>Section efficace de photons isolés en <math>p</math>-<math>p</math> au second ordre</b>	<b>103</b>
4.2.1	Prédictions théoriques pour le LHC	103
4.2.2	Comparaison aux résultats de Tevatron	111
<b>4.3</b>	<b>Sensibilité des spectres de photons prompts isolés aux PDF</b>	<b>112</b>
4.3.1	Les distributions de gluons dans le proton	112
4.3.2	Contraindre les PDF par les spectres de photons prompts isolés	112
<b>4.4</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>117</b>

---

### Résumé

**A**près avoir introduit le contexte physique de l'étude des photons prompts et des photons isolés, ainsi que l'expérience ALICE et son calorimètre EMCAL, nous présentons dans ce chapitre des prédictions théoriques concernant la production de photons isolés. Les prédictions théoriques que nous réalisons dans ce chapitre sont faites dans le cadre perturbatif de la chromodynamique quantique évoqué dans le chapitre 1.



Nous introduirons tout d'abord les générateurs d'évènements utilisés dans cette étude. Le programme théorique au NLO utilisé pour ce chapitre, JETPHOX sera comparé au générateur d'évènements au premier ordre, PYTHIA utilisé par la suite. Les prédictions théoriques concernant la section efficace de photons isolés au second ordre seront montrées dans une deuxième partie. Les contributions individuelles des différents photons au spectre de photons prompts seront détaillées ainsi que leur modification suite à l'application des coupures d'isolement. Nous comparerons l'outil de génération des sections efficaces théoriques, aux données expérimentales existantes. Nous présenterons les sections efficaces de photons prompts isolés, ainsi que les taux de comptage de photons isolés, auxquels nous pouvons nous attendre, pour différentes périodes de prises de données du LHC et différentes luminosités d'exploitation. Enfin, dans une troisième partie, une étude sur la sensibilité des distributions partoniques aux spectres de photons isolés sera développée.

## 4.1 Les générateurs d'évènements

Le générateur d'évènements PYTHIA [16] et le programme de calcul théorique JETPHOX [19] sont deux outils que nous avons choisi d'utiliser afin d'estimer les sections efficaces de production de photons prompts isolés, respectivement à l'ordre dominant et à l'ordre suivant. Nous les détaillons ici puis nous proposerons une comparaison effective de ces deux outils, en termes de taux de photons prompts et de photons prompts isolés prédits.

Qu'est-ce qu'un générateur d'évènements ?

Les générateurs d'évènements sont des codes informatiques qui permettent de simuler la production de particules (dans les collisions proton-proton, noyaux lourds ou encore proton(deutéron)-noyau). Ils sont donc de première importance dans la physique des hautes énergies. Simuler un évènement implique que l'on reproduise toutes les particules produites avec les mêmes caractéristiques cinématiques que dans l'expérience, en particulier leur multiplicité, leur impulsion et rapidité (souvent, mais pas toujours, les sections efficaces sont isotropes en angle azimutal dans une collision hadronique). La difficulté est alors de reproduire en même temps le plus grand nombre d'observables. Alors que les détecteurs ne détectent que des particules dans l'état final et qu'il n'y a donc pas accès aux différentes étapes des collisions, les générateurs d'évènements, eux, produisent les particules étape par étape et permettent ainsi d'investiguer la collision dans son ensemble. Ils sont fondés sur des techniques de type Monte Carlo (MC). Les évènements physiques mis en jeu sont étudiés suivant des probabilités de distribution et le générateur fait appel aux techniques de MC pour distribuer aléatoirement les variables, suivant leur distribution de probabilité.

### 4.1.1 Le générateur d'évènements PYTHIA

Le générateur d'évènements PYTHIA est un Monte Carlo de référence pour les collisions proton-proton dans les accélérateurs de grande énergie. Dans cette thèse, nous utilisons PYTHIA (version 6.420) en mode *stand-alone* (interfacé dans ROOT), ainsi que PYTHIA (version 6.2) qui est implémentée dans l'environnement d'analyse d'ALICE.

#### 4.1.1.1 Philosophie de PYTHIA

PYTHIA est un générateur d'évènements fondé sur le modèle des partons (cf paragraphe 1.1.1). Il est conçu de façon à reproduire les sections efficaces inclusives des processus durs. Son principal avantage est que l'on peut sélectionner les processus durs que l'on souhaite étudier. Ainsi, même si le processus en question est rare, l'utilisateur peut facilement l'étudier. Il permet de générer des collisions à haute énergie, comme par exemple proton-proton, électron-positron, ou encore électron-proton. Des évènements complets sont générés par la méthode Monte Carlo. La complexité de cet exercice est maîtrisée par la division de la totalité du problème en tâches séparées. Pour décrire un évènement  $p$ - $p$  typique des hautes énergies (Fig. 4.1), un générateur d'évènements doit contenir tous les ingrédients physiques impliqués dans la réaction. Pour suivre l'évolution d'un évènement  $p$ - $p$  par ordre chronologique, nous pourrions évoquer les étapes suivantes :

- Les hadrons des deux faisceaux incidents sont caractérisés par leur fonction de distribution partonique (PDF).
- Les partons provenant des deux gerbes de l'état initial entrent dans le processus dur, un certain nombre de partons sont produits et évoluent, afin de construire la gerbe de l'état final. C'est la nature même de ces processus qui détermine les caractéristiques principales d'un évènement.

- Les partons à haute virtualité peuvent rayonner des gluons ou photons dans l'état initial (avant la collision dure), appelés ISR (*Initial State Radiation*), de même que dans l'état final, appelés FSR (*Final State Radiation*).
- En plus du processus dur considéré précédemment, d'autres interactions semi-dures peuvent se produire entre les autres partons des hadrons incidents : souvent appelées "multi-parton interactions" (MPI)
- Les "rémanents" formés par les partons spectateurs n'ayant pas pris part à l'interaction sont considérés. L'"Underlying Event" (UE) représente tout ce qui n'a pas attiré directement au processus dur. Il est constitué des "rémanents", des MPI, des productions ISR et FSR. (même si sur la figure 4.1 l'UE est juste identifié par les MPI).
- Des particules (hadrons) sont produites par hadronisation des partons diffusés, selon le mécanisme de confinement de la QCD.
- Les décroissances des particules instables sont également possibles.

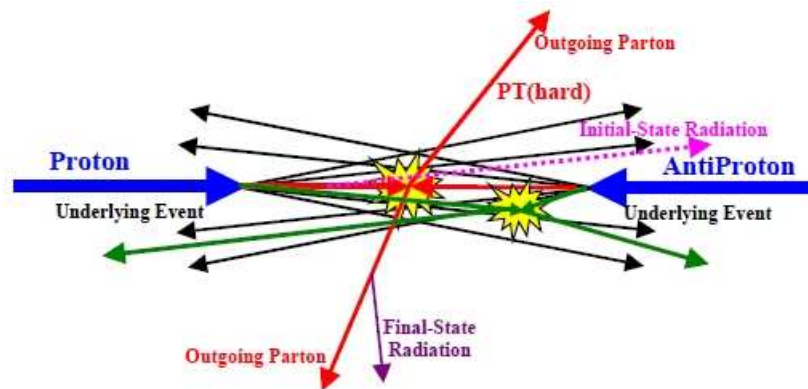


FIGURE 4.1 – Collision schématisée d'un proton et d'un anti-proton : underlying event (UE), radiation d'état initial (ISR), processus dur et radiation d'état final (FSR).

#### 4.1.1.2 Les fonctions de distribution partoniques

Le modèle des partons sur lequel repose PYTHIA se propose de présenter la densité des gluons et quarks à l'intérieur du proton par des fonctions de distribution partoniques. La dépendance des PDF en fonction de  $Q^2$  est calculable de manière perturbative (équations de DGLAP) [103, 104]. Les fonctions de distribution partoniques sont déterminées phénoménologiquement, entre autres par la collaboration CTEQ (*Coordinate Theoretical-Experimental Project on QCD*) [105] à partir d'un grand nombre de mesures expérimentales de processus durs tels que les diffusions profondément inélastiques (DIS). Les PDF calculées par le groupe CTEQ sont implémentées dans les codes des générateurs d'événements, tels que PYTHIA ou des codes théoriques, tels que JETPHOX que nous décrirons dans le paragraphe suivant. De très nombreuses distributions partoniques existent : ce sont des PDF obtenues par des ajustements de sections efficaces réalisés à l'ordre dominant LO ou à l'ordre dominant suivant NLO. Cependant, il existe des versions plus récentes qui gagnent en précision. L'étude de la dépendance des PDF au spectre de photons isolés est présentée dans la section 4.3.

#### 4.1.1.3 Les processus durs

Le sous-processus dur est l'élément essentiel de PYTHIA. Il s'agit des collisions  $2 \rightarrow 2$ , ou  $2 \rightarrow 1$ , au niveau partonique, pour lesquels PYTHIA est optimisé. Parmi ce type de processus, environ 300 sont disponibles. Ces processus peuvent être classés de plusieurs manières différentes.

L'une des particularités de PYTHIA est qu'il permet de générer ou sélectionner uniquement les processus que l'utilisateur souhaite étudier. Ceci permet de cibler l'utilisation de PYTHIA sur un type d'événements ou un

autre sans modifier la validité des résultats. Par exemple, pour la production de photons, le paramètre  $MSEL = 10$  sélectionne les processus durs suivants :

- MSUB = 14 :  $q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$
- MSUB = 18 :  $f + \bar{f} \rightarrow \gamma + \gamma$
- MSUB = 29 :  $q + g \rightarrow q + \gamma$
- MSUB = 114 :  $g + g \rightarrow \gamma + \gamma$
- MSUB = 115 :  $g + g \rightarrow g + \gamma$

sachant que la majeure partie de la production de photons dans les collisionneurs hadroniques se fait par les processus MSUB = 14 (annihilation) et MSUB = 29 (Compton).

#### 4.1.1.4 Les processus de production de photons prompts avec PYTHIA

Plus précisément, la production de photons dans PYTHIA inclut :

- Les diagrammes ‘‘Born’’ au LO (Compton, annihilation : MSUB = 29, 14 respectivement et ceux cités plus haut).
- Une composante de fragmentation venant des gerbes partoniques d’état final dans les diffusions parton-parton  $2 \rightarrow 2$  : MSUB = 11, 12, 13, 28, 53, 68 et 96 ;
- Une radiation d’état initial (ISR) et final (FSR) des quarks entrant et sortant.

A la différence de JETPHOX, les sections efficaces dans PYTHIA sont calculées à l’ordre dominant, c’est-à-dire que les contributions d’ordres supérieurs (comme la production de photons Compton ou annihilation, avec émission additionnelle, réelle ou virtuelle, d’un gluon dur) ne sont pas prises directement en compte. Cependant, le fait d’avoir des états de radiation finale augmente de façon non-négligeable les sections efficaces de photons, à un niveau comparable aux calculs NLO.

PYTHIA est un code Monte Carlo souvent utilisé dans les simulations complètes réalisées par les expériences. Comme nous l’avons dit, il inclut les effets des gerbes partoniques et l’hadronisation des partons produits, ainsi que l’activité de l’‘‘Underlying Event’’ dans les collisions  $p-p$ . Dans le cadre de notre étude, ces deux effets peuvent altérer les résultats de l’isolement. Ainsi, nous avons utilisé la dernière version de PYTHIA : PYTHIA 6.4.20 (février 2009) qui inclut les réglages récents de l’UE dans les collisions proton-proton. Deux configurations sont accessibles, Perugia *soft* (PYTUNE = 322) et Perugia *hard* (PYTUNE = 321). Dans le cas *hard*, la fragmentation est plus dure, c’est-à-dire que moins de particules, mais possédant une plus grande impulsion transverse, sont produites, alors que lors d’une fragmentation *soft* plus de particules de petit  $p_T$  sont créées. Nous les avons utilisés pour estimer l’importance de l’UE et de la fragmentation des partons en photons et  $\pi^0$  sur les coupures d’isolement. Pour obtenir suffisamment de statistiques Monte Carlo, sur toute la gamme en  $p_T$ , nous avons généré des événements photons PYTHIA pour des collisions  $p-p$ , pour 7 bins en  $\hat{p}_T$ <sup>1</sup> (pour des domaines  $\hat{p}_T = 5-20, 20-50, \dots$  GeV/c) à mi-rapacité. Ici les contributions relatives des différents sous-processus de production de photons prompts (Compton, annihilation et fragmentation) sont calculées, avec et sans coupures d’isolement.

#### Contributions relatives des sous-processus de photons prompts

Il est possible de sélectionner avec PYTHIA les composantes Compton (MSUB(14) = 1), annihilation (MSUB(29) = 1) et de fragmentation (MSEL = 1) séparément et d’en tracer les sections efficaces respectives. Sur la figure 4.2, nous montrons les contributions relatives de chacun des trois sous-processus de production de photons prompts pour le LHC, à mi-rapacité et à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de l’énergie transverse du photon. Dans la région à basse énergie transverse du spectre ( $E_T < 20$  GeV) la composante issue de fragmentation domine la section efficace. La composante Compton domine ensuite pour toutes les énergies transverses supérieures.

#### Contributions relatives des sous-processus de photons prompts isolés

Sur la figure 4.3, nous montrons les contributions relatives de chacun des trois sous-processus de production de photons prompts à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité, en fonction de l’énergie transverse du photon, mais en appliquant des coupures d’isolement. En appliquant des coupures d’isolement ( $R = 0.4, \varepsilon = 0.1$ ), la composante Compton se retrouve dominante sur toute la gamme en énergie. Elle représente une contribution relative d’environ 50-60% sur toute la gamme en énergie, mais on constate que la composante de fragmentation n’est pas complètement

1.  $\hat{p}_T$  est le seuil en impulsion transverse des partons interagissant.

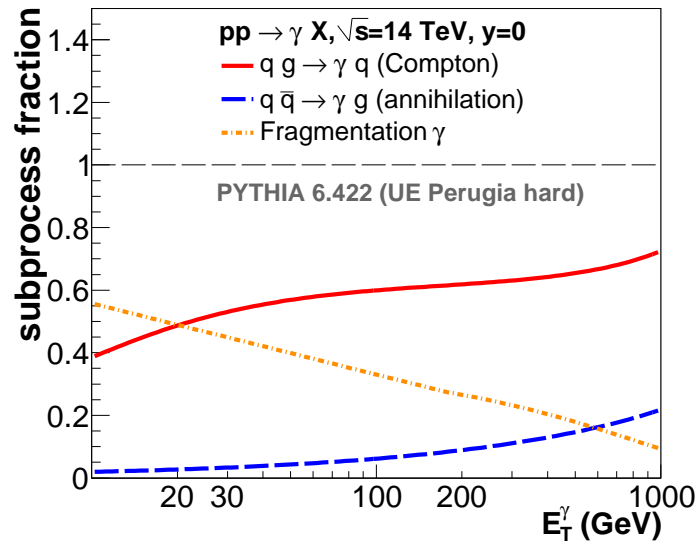


FIGURE 4.2 – Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation, en fonction de l'énergie transverse du photon, générés avec PYTHIA pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

supprimée par l'isolement. De 30% à 40% des photons isolés sont des photons de fragmentation. Un excès de photons de fragmentation isolés est observé avec PYTHIA <sup>2</sup>.

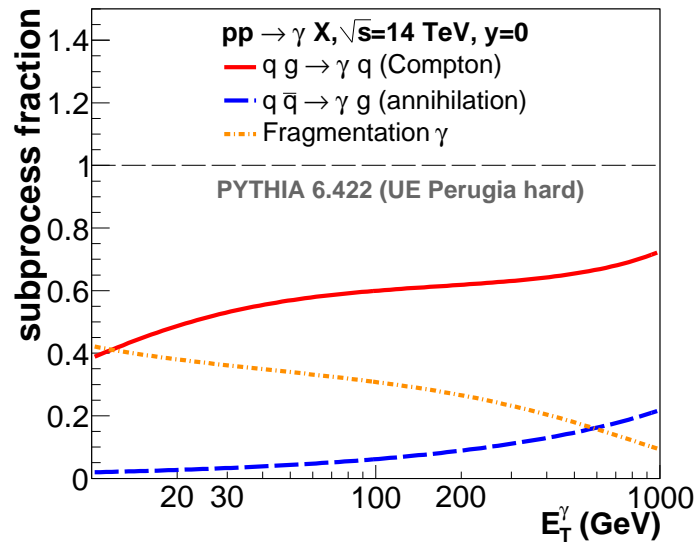


FIGURE 4.3 – Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation avec isolement ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ), en fonction de l'énergie transverse du photon, prédits par PYTHIA, pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

2. Les photons d'ISR et FSR sont plus durs que les "réels" photons de fragmentation. Ils peuvent être assimilés à du NLO.

### 4.1.2 Le modèle JETPHOX

Dans ce travail, nous utilisons jetphox v1.1 pour étudier les prédictions NLO de production de photons en collisions  $p$ - $p$ .

#### 4.1.2.1 Fonctionnement de JETPHOX

Le programme théorique JETPHOX [19] permet le calcul de sections efficaces de photons à l'ordre suivant au niveau partonique en incluant des processus avec 3 particules dures dans l'état final (c'est-à-dire  $2 \rightarrow 3$ ), mais aussi des processus  $2 \rightarrow 2$  avec gluons additionnels dans des boucles internes. Les contributions directe et de fragmentation y ont été implémentées, ainsi que la possibilité d'appliquer des coupures d'isolement, au niveau partonique. C'est l'un des seuls codes disponibles capable de générer les processus de création de photons prompts au NLO. L'inconvénient majeur de JETPHOX est que les calculs NLO ne sont réalisés qu'au niveau partonique et ne prennent pas en compte les effets d'hadronisation qui peuvent être importants. De plus, ils n'incluent pas l'activité hadronique due à l'UE, dont l'énergie peut également tomber dans le cône d'isolement. Cependant, certaines données expérimentales, par exemple du Tevatron, qui ont été comparées aux prédictions de JETPHOX ont été corrigées de cet effet. Dans le cas de l'analyse de photons isolés de CDF, la correction prenant en compte cet effet de l'Underlying Event sur les photons isolés a été estimée à 9% du taux de photons (au-delà de 30 GeV).

En utilisant JETPHOX il est possible de choisir quelles particules entrent en collision, avec quelle énergie dans le centre de masse, ainsi que la rapidité des photons émis. Les distributions partoniques des particules entrant en collision peuvent être choisies, parmi un large nombre de PDF disponibles (via la librairie LHAPDF) [11], ainsi que les fonctions de fragmentation (ici du parton en photon). Il est également possible de choisir les échelles théoriques de renormalisation ( $\mu_R$ ), de factorisation ( $\mu_M$ ) et de fragmentation ( $\mu_F$ ). Il est possible de séparer les composantes, et ainsi de décider par exemple de n'implémenter que la composante directe, ou celle de fragmentation, ou les deux. Une partie plus spécifique à l'isolement, dans laquelle l'utilisateur a la possibilité de choisir quels critères d'isolement il souhaite utiliser en termes de rayon de cône et de coupure en énergie, est également disponible. Enfin, l'intervalle en  $p_T$  des photons produits, ainsi que les histogrammes et leurs échantillonnages peuvent être modifiés.

#### 4.1.2.2 Processus de production de photons prompts avec JETPHOX

##### Contributions relatives des sous-processus de photons prompts

Avec JETPHOX il est également possible de sélectionner les trois composantes de photons prompts séparément et d'en tracer les sections efficaces respectives. Sur la figure 4.4, nous montrons les contributions relatives de chacun des trois sous-processus de production de photons prompts pour les collisions  $p$ - $p$ , à mi-rapidité et à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de l'énergie transverse du photon. Elles ont été obtenues en sélectionnant les diagrammes de Feynman correspondant au NLO, en fixant les échelles théoriques à  $\mu = E_T^\gamma$  et en utilisant la PDF CTEQ6.6. Dans la région à basse énergie transverse du spectre ( $E_T^\gamma < 40$  GeV) la composante de fragmentation domine la section efficace. La composante Compton domine ensuite pour toutes les énergies transverses supérieures à 40 GeV.

##### Contributions relatives des sous-processus de photons prompts isolés

Sur la figure 4.5, nous montrons les contributions relatives de chacun des trois sous-processus de production de photons prompts à  $\sqrt{s} = 14$  TeV à mi-rapidité en fonction de l'énergie transverse du photon, mais en appliquant des coupures d'isolement. En appliquant des coupures d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ), la composante Compton se retrouve dominante sur toute la gamme en énergie. Elle représente une contribution relative d'environ 75%. Les trois-quarts des photons isolés proviennent donc du processus Compton (avec JETPHOX). La composante issue de fragmentation est quasi-entièrement supprimée par l'isolement, mais une fraction de photons de fragmentation "survit" néanmoins aux coupures : environ 15% des photons isolés sont issus de la fragmentation.

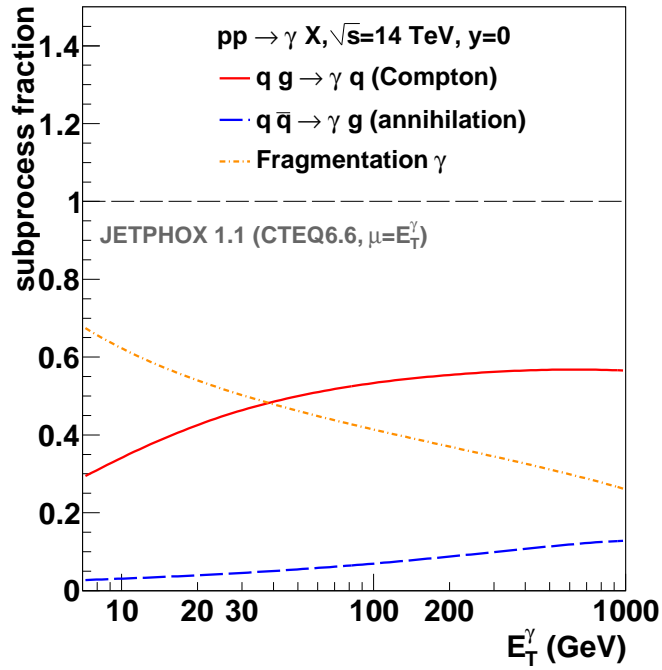


FIGURE 4.4 – Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation, en fonction de l'énergie transverse du photon, prédits par JETPHOX, pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

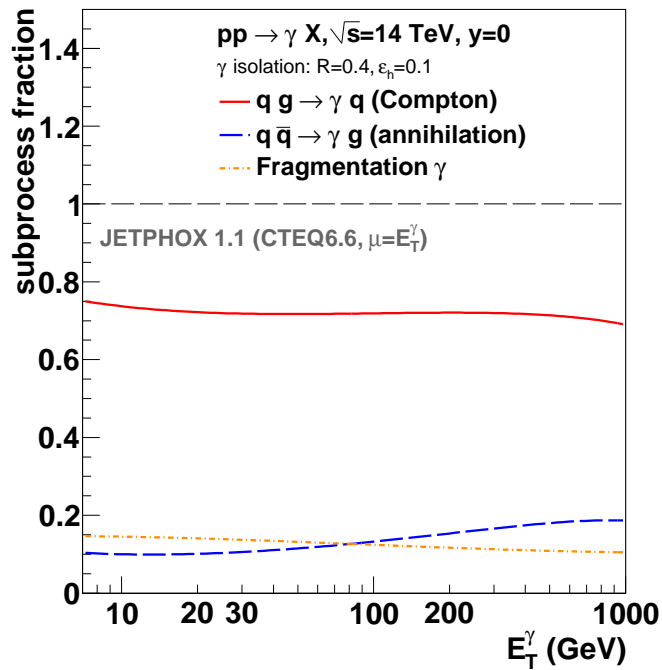


FIGURE 4.5 – Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation avec isolement ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ), en fonction de l'énergie transverse du photon, prédits par JETPHOX, pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

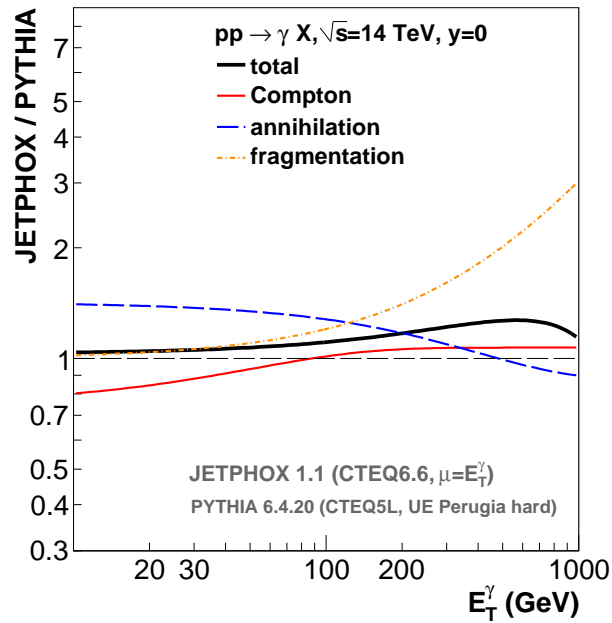


FIGURE 4.6 – Rapport des sections efficaces prédites par JETPHOX et PYTHIA, en fonction de l'énergie transverse du photon, pour les différents sous-processus de photons en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité.

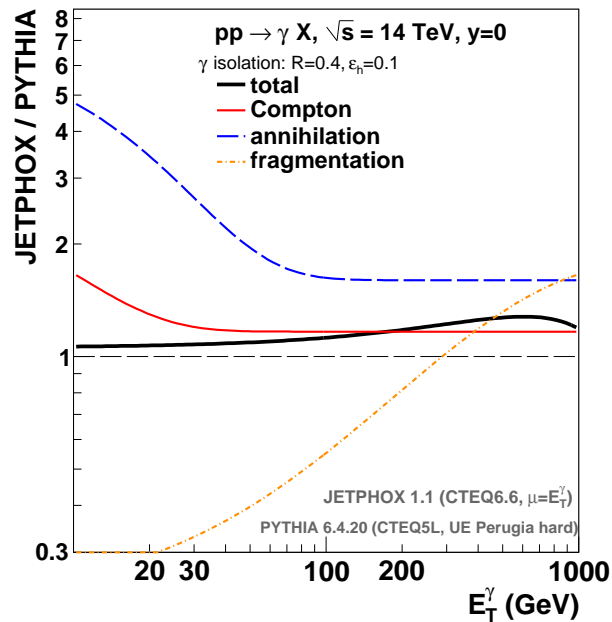


FIGURE 4.7 – Rapport des sections efficaces prédites par JETPHOX et PYTHIA en fonction de l'énergie transverse du photon, pour les différents sous-processus de photons avec isolement ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité



### 4.1.3 Comparaison entre PYTHIA et JETPHOX

Étudions à présent les principales différences entre PYTHIA au LO et JETPHOX au NLO sur la production de photons, ainsi que l'influence de l'isolement sur les contributions des différents photons à la section efficace totale. Nous comparons donc ici en quoi les deux Monte Carlo diffèrent en termes de prédictions pour la production de photons de grands  $p_T$ , à la fois inclusive et isolée.

La figure 4.6 montre le rapport des sections efficaces prédites par JETPHOX et PYTHIA pour les différents sous-processus. On observe que JETPHOX prédit plus de photons d'annihilation et de fragmentation, alors que PYTHIA possède plus de photons Compton. Le fait que JETPHOX prédise moins de photons Compton que PYTHIA, alors que JETPHOX inclut plus de diagrammes, peut s'expliquer par les différentes distributions partoniques utilisées. Globalement, ces tendances se compensent, pour donner un taux de photons comparable entre JETPHOX et PYTHIA.

La figure 4.7 montre le rapport des sections efficaces prédites par JETPHOX et PYTHIA pour les différents sous-processus en appliquant les coupures d'isolement. On observe que JETPHOX prédit plus de photons d'annihilation et Compton isolés, alors que PYTHIA prédit un excès de photons de fragmentation isolés comme nous l'avons observé dans le paragraphe 4.1.1.4. Cela peut s'expliquer par le fait que la fragmentation dans PYTHIA, incluant l'ISR et FSR, est plus dure que dans JETPHOX. Globalement, on a encore plus ou moins compensation des processus, pour donner un taux de photons isolés comparable entre JETPHOX et PYTHIA. Dans toute la suite de ce chapitre, nous utiliserons JETPHOX pour avoir un aperçu des sections efficaces de photons prompts et photons isolés théoriques à l'ordre suivant.

## 4.2 Section efficace de photons isolés en $p$ - $p$ au second ordre

Dans cette partie, nous utilisons JETPHOX pour obtenir des prédictions théoriques concernant les spectres de photons isolés au LHC à mi-rapidité.

Tout d'abord, nous calculerons la section efficace théorique de photons prompts isolés à mi-rapidité attendue au LHC, lors de la première année de prise de données, puis nous montrerons le taux de photons correspondant, ainsi que l'impulsion transverse maximale attendue. La validité de notre outil théorique sera ensuite justifiée, en comparant les calculs de section efficace obtenus, aux données photons isolés du Tevatron.

### 4.2.1 Prédictions théoriques pour le LHC

Nous présentons ici des prédictions pour les sections efficaces de photons isolés dans les collisions proton-proton aux énergies du LHC. Les premières collisions ayant eu lieu à  $\sqrt{s} = 900$  GeV, nous montrons les prédictions théoriques pour les collisions actuelles ayant lieu à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, ainsi que celles pour les énergies envisageables au LHC en  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 10$  et 14 TeV. Nous présentons également les spectres prévus pour Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV et 5.5 TeV (en supposant les mêmes PDFs pour les noyaux que pour les protons).

#### 4.2.1.1 Section efficace de photons isolés au LHC à mi-rapidité

##### Section efficace théorique de photons prompts isolés au second ordre

Ici nous ne traitons plus les processus de façon individuelle, mais nous montrons la section efficace différentielle en  $p_T$  totale de tous les photons isolés : les photons directs isolés, ainsi que ceux de fragmentation isolés. JETPHOX fournit la section efficace totale de production de photons prompts isolés, au second ordre, c'est-à-dire la section efficace de Born et les corrections d'ordre supérieur. Nous avons généré les photons, en sélectionnant les processus direct et fragmentation, dans une unité de rapidité, à mi-rapidité. Les critères d'isolement utilisés sont, dans toute cette partie,  $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$ , ainsi que  $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ . Nous avons choisi de prendre deux valeurs de  $R$  différentes et assez éloignées, pour une meilleure comparaison :  $R = 0.2$  (qui tient compte de l'acceptance EMCAL pour la première année) et  $R = 0.4$  (pour l'acceptance des années suivantes).

La figure 4.8 montre la section efficace différentielle en  $p_T$  de photons isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) au NLO, attendue au LHC à mi-rapidité, pour deux énergies dans le centre de masse différentes :  $\sqrt{s} = 10$  et 14 TeV, sur une gamme en  $p_T$  de 5 à 300 GeV/c. Un rayon de cône d'isolement de  $R = 0.4$  étant trop grand pour l'acceptance d'EMCAL lors des collisions à 7 TeV (seulement 4 Super-Modules installés), nous n'effectuerons ce calcul que pour  $R = 0.2$ . La figure 4.9 montre la section efficace de photons isolés ( $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$ ) au NLO, attendue au LHC à mi-rapidité, pour trois énergies dans le centre de masse différentes :  $\sqrt{s} = 7, 10$  et 14 TeV, sur une gamme en  $p_T$  de 5 à 300 GeV/c. Elles ont été obtenues en fixant les échelles théoriques à  $\mu = E_T^\gamma$ , et en utilisant la fonction de

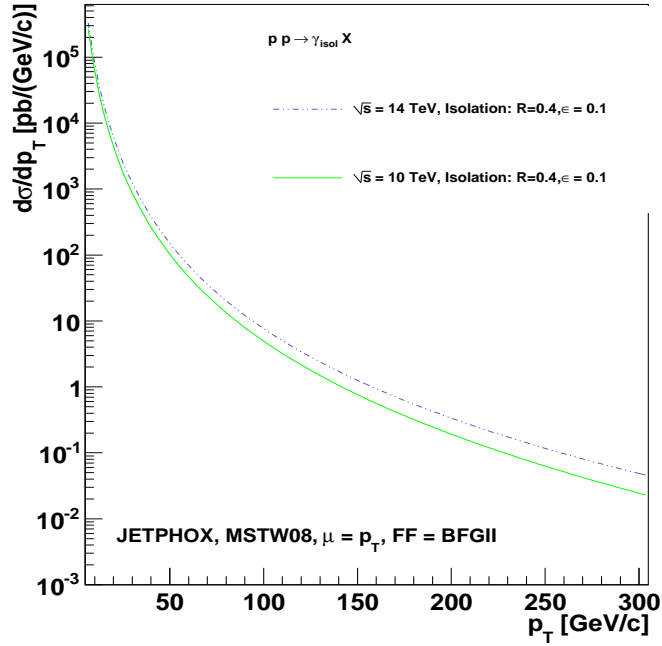


FIGURE 4.8 – Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) à  $\sqrt{s} = 10$  et  $14$  TeV au NLO en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapacité, obtenues avec la PDF MSTW08, la FF BFGII et l'échelle théorique  $\mu = p_T$ .

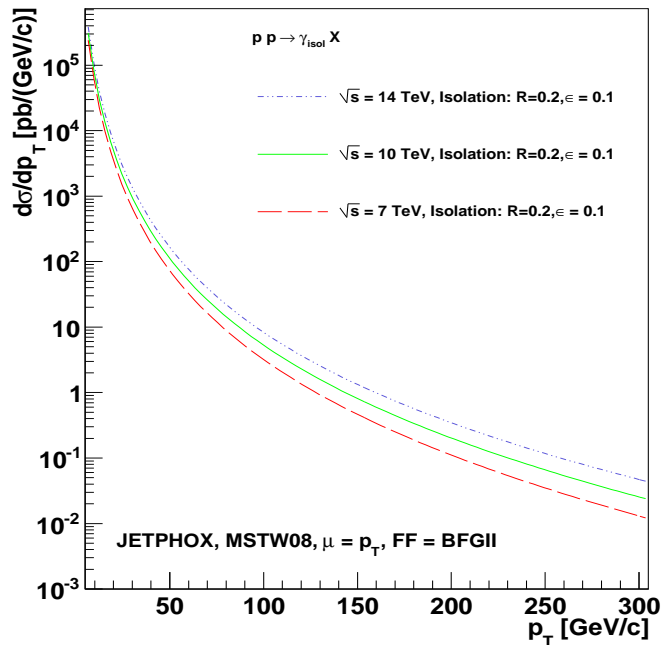
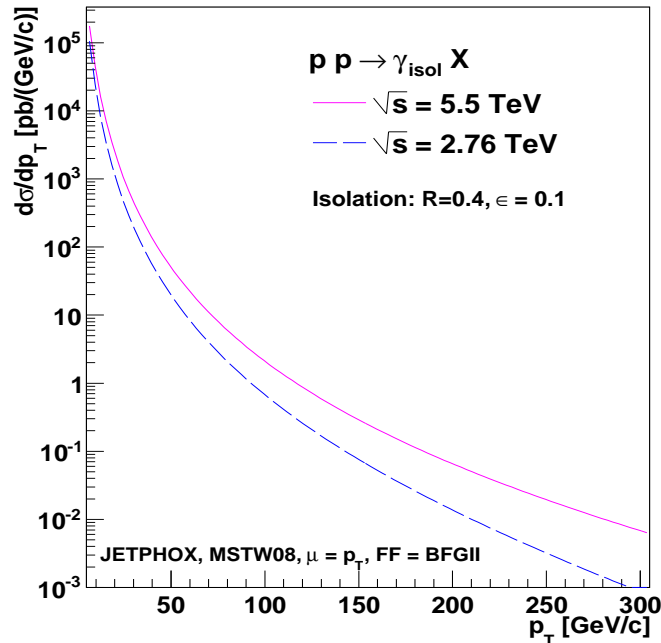


FIGURE 4.9 – Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$ ) à  $\sqrt{s} = 7, 10$  et  $14$  TeV au NLO en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapacité, obtenues avec la PDF MSTW08, la FF BFGII et l'échelle théorique  $\mu = p_T$ .

distribution partonique MSTW08 et la fonction de fragmentation en photon BFGII. Les sections efficaces obtenues décroissent sur près de 8 ordres de grandeur, de 5 à 300 GeV/c. Plus l'énergie dans le centre de masse augmente, plus la section efficace augmente.

Dans le but d'avoir une référence à la section efficace  $Pb-Pb$  en collisions  $p-p$ , nous avons estimé les sections efficaces  $p-p$  aux énergies attendues pour les collisions  $Pb-Pb$ . La figure 4.10 montre la section efficace de photons isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ), au NLO, attendue au LHC à mi-rapacité, aux énergies  $Pb-Pb$  :  $\sqrt{s} = 2.76$  et 5.5 TeV, sur une gamme en  $p_T$  de 5 à 300 GeV/c. Elles ont été obtenues pour les mêmes PDF, FF et échelle théorique que pour le cas inclusif.



**FIGURE 4.10** – Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) à  $\sqrt{s} = 2.76$  et 5.5 TeV au NLO en collisions  $p-p$  à mi-rapacité, obtenues avec la PDF MSTW08, la FF BFGII et l'échelle théorique  $\mu = p_T$ .

### Comparaison des approches LO et NLO de JETPHOX

Il est intéressant de comparer maintenant la section efficace de photons isolés au NLO avec celle au LO, puisque ce calcul à l'ordre dominant est également rendu possible par JETPHOX. La figure 4.11 présente les deux sections efficaces de photons isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) au NLO, ainsi qu'au LO, pour  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Comme prévu, la section efficace au NLO domine celle au LO sur toute la gamme en  $p_T$  considérée. La figure 4.12 montre le rapport entre ces deux sections efficaces. Le rapport passe de 3 à environ 1.7, pour des  $p_T$  inférieures à 50 GeV/c, puis se stabilise à environ 1.6 pour les impulsions transverses supérieures à 50 GeV/c. Plus les impulsions transverses diminuent, plus le calcul au second ordre devient donc pertinent.

#### 4.2.1.2 Taux de comptage des photons isolés avec EMCAL

Après une brève période de prise de données fin 2009, à  $\sqrt{s} = 900$  GeV, le LHC a produit des collisions proton-proton à plus grande énergie,  $\sqrt{s} = 7$  TeV, à la fin du mois de mars 2010. Cette période devra durer environ 15 mois, pendant lesquels uniquement des collisions  $p-p$  seront effectuées. Deux mois seront consacrés, fin 2010 et 2011, aux collisions  $Pb-Pb$  à la moitié de l'énergie nominale dans le centre de masse :  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Nous présentons ici les prédictions en termes de taux de comptage de photons isolés aux énergies LHC, et pour différents temps de prises de données et luminosités. On suppose ici un déclenchement de haut  $p_T$  (qui n'est pas

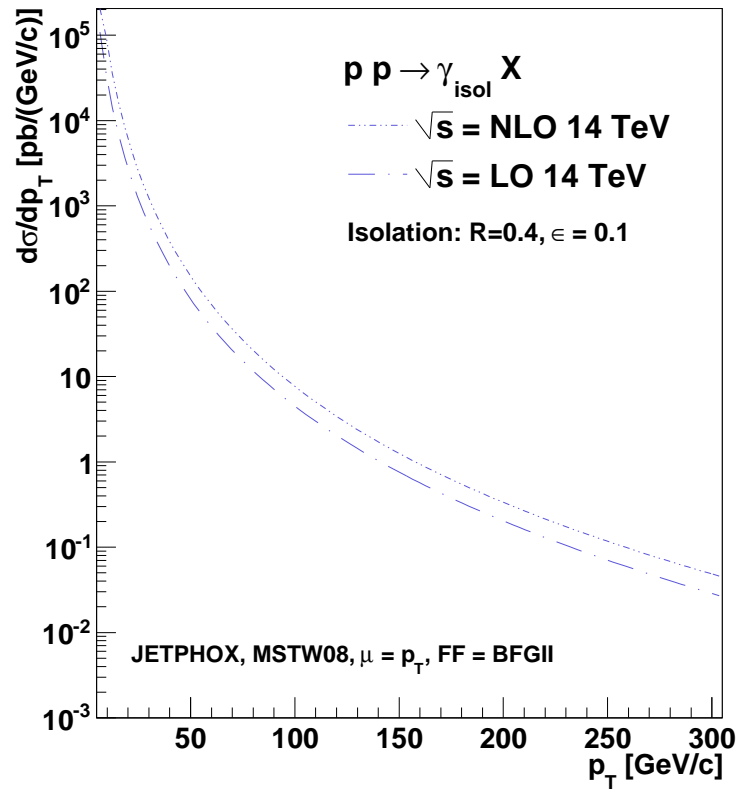


FIGURE 4.11 – Sections efficaces de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) à  $\sqrt{s} = 14$  TeV au LO et au NLO en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapacité.

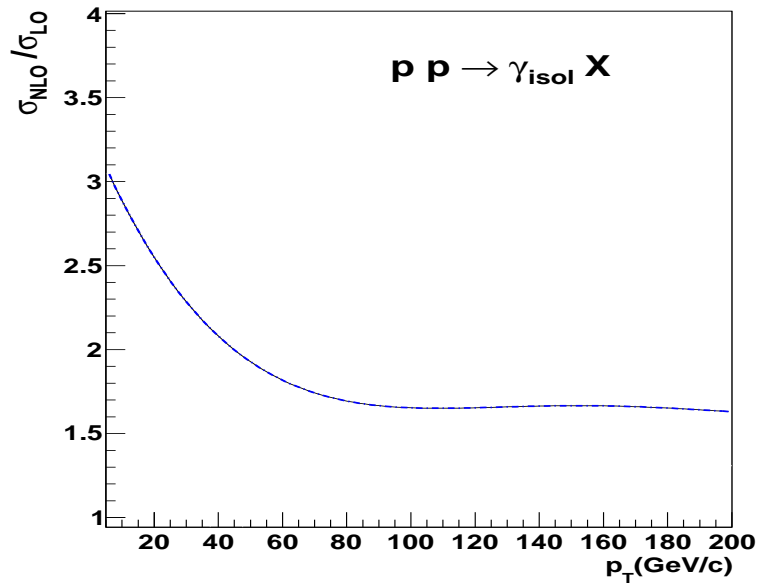


FIGURE 4.12 – Rapport des sections efficaces obtenues au NLO et des sections efficaces obtenues au LO pour les photons prompts isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) à  $\sqrt{s} = 14$  TeV en collisions  $p$ - $p$ .

présent à l'heure actuelle) parfaitement efficace.

Le taux de comptage des photons est calculé de la manière suivante, à partir de la section efficace :

$$\frac{dN}{dp_T} = L_{int} \times \frac{d\sigma}{dp_T} \times A_\gamma \times \epsilon_\gamma \quad (4.1)$$

où :

- $\frac{d\sigma}{dp_T}$  représente la section efficace de production de photons isolés au NLO calculée précédemment en utilisant JETPHOX
- $L_{int}$  :  $L_{int} = \int \mathcal{L} dt$  représente la luminosité intégrée par le détecteur sur le temps de prise de données de celui-ci.
- $A_\gamma$  est l'acceptance de EMCAL par rapport à l'acceptance totale à mi-rapacité. Nous l'avons calculée pour les quatre Super-Modules d'EMCAL installés, sachant que chacun a une acceptance en  $\phi$  de  $20^\circ$  et en  $\eta$  de 0.35. Ce calcul donne une acceptance relative d'EMCAL d'environ 10% de l'acceptance totale à mi-rapacité.
- $\epsilon$  représente l'efficacité de détection des photons. Elle est prise ici égale à 0.5, en première approximation. Nous calculons dans le chapitre 6 cette l'efficacité, trouvée finalement égale à 0.65 (voir section 6.4).

Nous nous proposons d'estimer le taux de photons attendus en fonction de l'impulsion transverse des photons dans EMCAL lors des premiers runs du LHC, pour différentes énergies disponibles dans le centre de masse, à savoir 7, 10, et 14 TeV, pour différents scénarios en luminosités et en temps de faisceau. La démarche est la suivante :

- Nous considérons l'histogramme créé par JETPHOX qui représente la section efficace de photons isolés.
- Pour obtenir un nombre de photons, on normalise la section efficace par le produit  $L_{int} \cdot A_\gamma \cdot \epsilon_\gamma$ , de façon à extraire un nombre de coups en fonction de  $p_T$ . Le spectre  $\frac{dN}{dp_T}$  ainsi obtenu peut être ensuite ajusté.
- Le nombre intégré de photons isolés attendus peut être facilement calculable en intégrant le spectre  $dN/dp_T$  sur toute la gamme au-delà d'un  $p_T$  donné.
- Pour avoir les barres d'erreur et fluctuations correspondant à la luminosité intégrée considérée par ALICE, il faut ensuite remplir aléatoirement un histogramme avec le nombre de photons isolés attendus.
- Lorsque la statistique est suffisante, la dernière étape consiste à prendre, comme *binning* du nouvel histogramme, la résolution en énergie absolue d'EMCAL (voir section 3.3.2.3). Cela permet de déterminer la taille des intervalles en  $p_T$  des histogrammes à 1 GeV/c jusqu'à environ 70 GeV/c, puis des intervalles de 2 GeV/c jusqu'à 130 GeV, des bins de 3 GeV/c jusqu'à 180 GeV, etc.
- Enfin, nous traçons une ligne droite à  $N = 10$  coups pour obtenir l'impulsion transverse maximale attendue pour un nombre d'évènements "minimum" de 10 photons dans le dernier intervalle en  $p_T$ , ce qui correspond à une incertitude statistique de  $\sqrt{N} = \pm 3$  (soit  $\sim 30\%$ ).

Les figures suivantes montrent les taux de comptage obtenus de photons isolés attendus au LHC à mi-rapacité, à trois énergies dans le centre de masse différentes :  $\sqrt{s} = 7, 10$  et 14 TeV, et pour différents scénarios de prises de données.

### Taux de comptage des photons isolés avec EMCAL à $\sqrt{s} = 7$ TeV

Ici nous avons choisi de prendre une luminosité moyenne,  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , sachant que ALICE acquerra, petit à petit, une luminosité de plus en plus élevée au cours des 15 premiers mois de fonctionnement, passant de  $\mathcal{L} = 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , à  $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Nous avons pris l'acceptance des quatre Super-Modules présents lors de la prise de données à 7 TeV. La figure 4.13 montre, à gauche, le nombre de photons isolés ( $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$ ) attendus pour 1 mois de faisceau à 7 TeV, pour une luminosité de  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 1 \text{ pb}^{-1}$ ) et à droite le nombre de photons isolés attendus pour 15 mois de faisceau à 7 TeV, pour la même luminosité ( $L_{int} = 15 \text{ pb}^{-1}$ ). Avec ces caractéristiques, nous pouvons attendre environ 90 000 photons isolés (avec un  $p_T > 10$  GeV/c) par mois, atteignant un  $p_T$  maximal d'environ 45 GeV/c. Et nous attendons environ 1 300 000 photons isolés, pour 15 mois de prise de données, avec un  $p_T$  maximal d'environ 80 GeV/c.

Pour les énergies suivantes, sachant que la totalité des Super-Modules d'EMCAL devraient en principe être présents, nous avons considéré une acceptance fiduciaire d'EMCAL, correspondant à la taille des rayons de cône choisis (voir section 6.2.2).

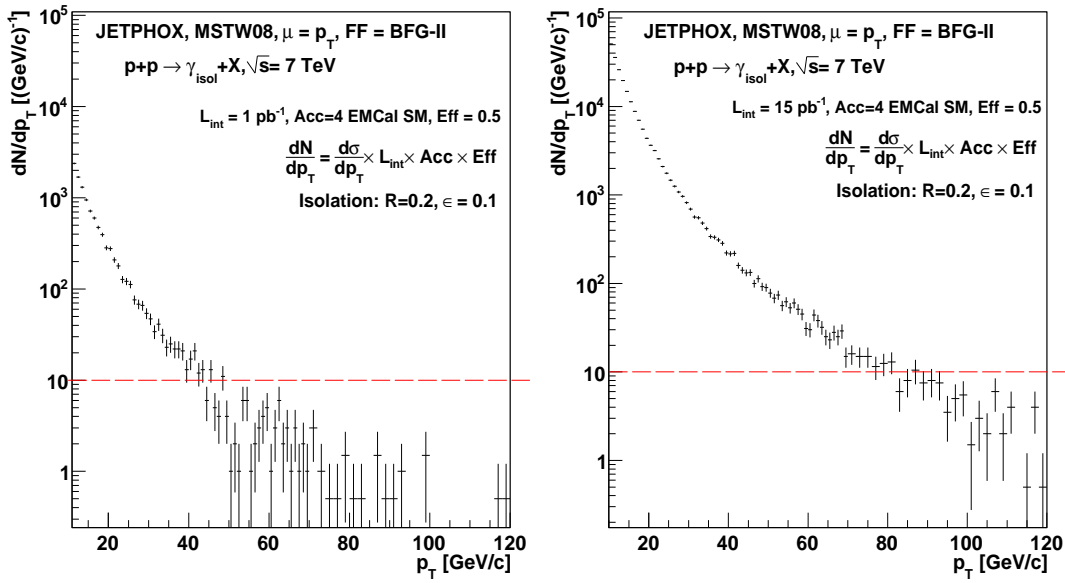


FIGURE 4.13 – Taux de production de photons prompts isolés ( $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$ ) à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapacité, pour un mois de faisceau, à gauche à  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 1 \text{ pb}^{-1}$ ) et à droite pour 15 mois de faisceau à  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 15 \text{ pb}^{-1}$ ).

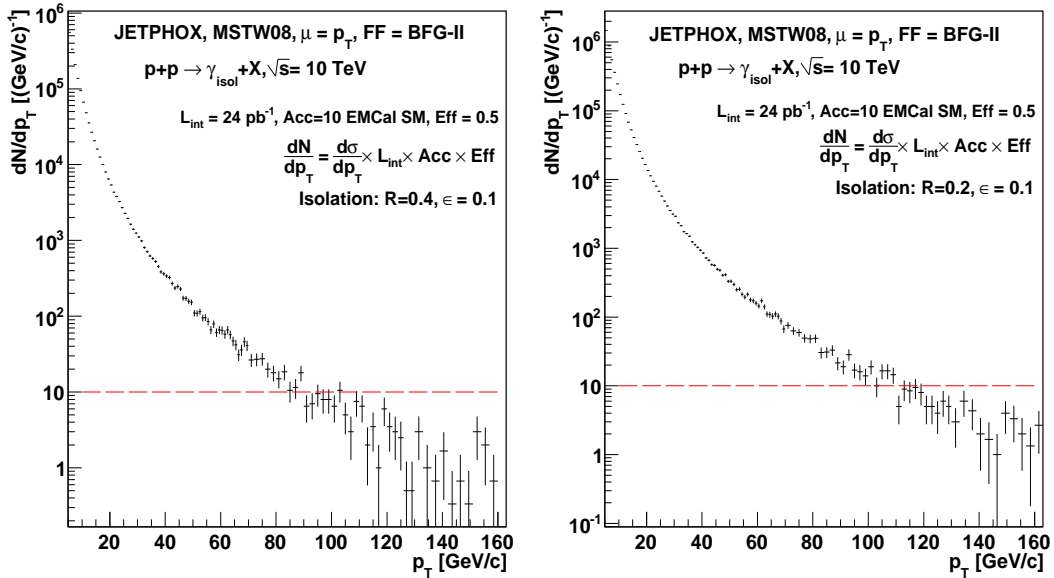


FIGURE 4.14 – Taux de production de photons prompts isolés à  $\sqrt{s} = 10$  TeV, en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapacité, pour 8 mois de faisceau à  $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 24 \text{ pb}^{-1}$ ), à gauche pour  $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ , et à droite pour  $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$ .

### Taux de comptage des photons isolés avec EMCAL à $\sqrt{s} = 10$ TeV

Pour une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 10$  TeV, ALICE devra tourner environ 8 mois, à sa luminosité nominale,  $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . À cette énergie, nous testons deux valeurs de rayon de cône :  $R = 0.4$  et  $R = 0.2$ . La figure 4.14 montre, à gauche, le nombre de photons isolés attendus pour 8 mois de faisceau à 10 TeV, avec une luminosité de  $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 24 \text{ pb}^{-1}$ ), pour un rayon de cône d'isolement de  $R = 0.4$  et à droite pour un rayon de cône d'isolement de  $R = 0.2$ . Avec ces caractéristiques, nous pouvons attendre, pour  $R = 0.4$ , environ 1 600 000 photons isolés au-delà de 10 GeV/c et atteindre un  $p_T$  maximal d'environ 90 GeV/c et pour  $R = 0.2$ , environ 4 000 000 photons isolés (de  $p_T > 10$  GeV/c), en atteignant un  $p_T$  maximal d'environ 110 GeV/c.

### Taux de comptage des photons isolés avec EMCAL à $\sqrt{s} = 14$ TeV

La figure 4.15 montre le nombre de photons isolés attendus pour 8 mois de faisceau à 14 TeV, pour une luminosité  $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 24 \text{ pb}^{-1}$ ), à gauche, pour un rayon de cône d'isolement de  $R = 0.4$  et à droite pour un rayon de cône d'isolement de  $R = 0.2$ . Avec ces caractéristiques, nous pouvons attendre, pour  $R = 0.4$ , environ 2 050 000 photons isolés au delà de 10 GeV/c, en atteignant un  $p_T$  maximal d'environ 100 GeV/c et pour  $R = 0.2$ , environ 5 000 000 photons isolés, atteignant un  $p_T$  maximal d'environ 120 GeV/c.

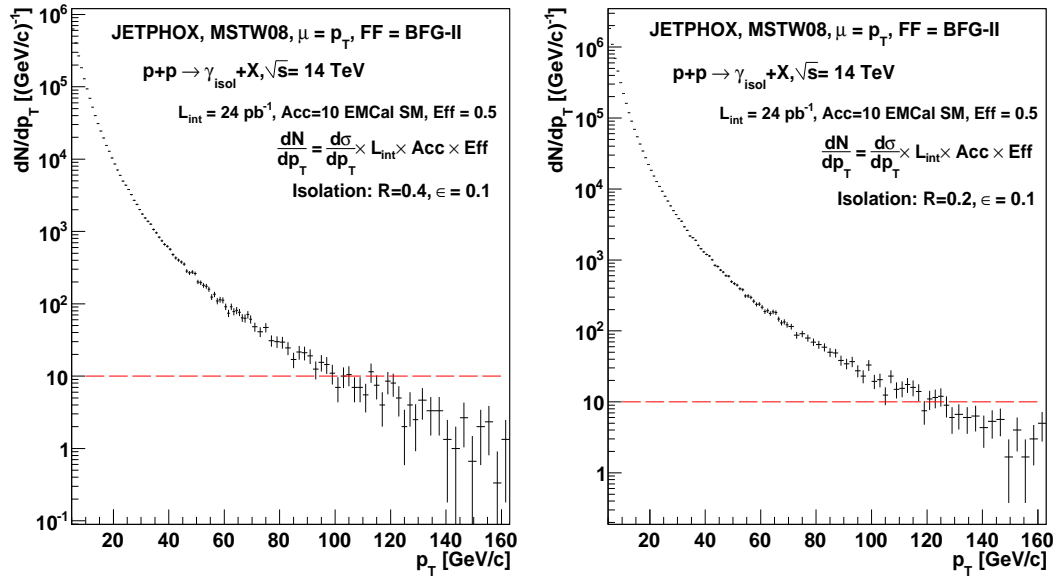


FIGURE 4.15 – Taux de production de photons prompts isolés à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapacité, pour 8 mois de faisceau à  $\mathcal{L} = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 24 \text{ pb}^{-1}$ ), à gauche pour  $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$  et à droite pour  $R = 0.2$  et  $\epsilon = 0.1$

### Taux de comptage des photons isolés avec EMCAL aux énergies $Pb$ - $Pb$ .

Nous donnons ici les prédictions pour les taux de comptage des photons isolés en collisions  $Pb$ - $Pb$  à  $\sqrt{s} = 2.76$  et 5.5 TeV. Pour la production perturbative en collisions  $A$ - $A$ , les sections efficaces sont proportionnelles au nombre total de collisions individuelles nucléon-nucléon [106] (pour un noyau de  $Pb$  avec  $A = 208$  nucléons, cela veut dire  $208 \times 208 \sim 40000$  collisions totales) :  $d\sigma_{PbPb \rightarrow \gamma+X} = A^2 \times d\sigma_{pp \rightarrow \gamma+X}$ .

Donc pour une collision  $Pb$ - $Pb$ , les luminosités équivalentes  $p$ - $p$  sont :

$$\mathcal{L}_{equiv-p} = \mathcal{L}_{PbPb} \times A^2 = \mathcal{L}_{PbPb} \times 4 \cdot 10^4, \text{ pour } A = 208.$$

Pour trouver la luminosité équivalente en  $p$ - $p$ , il faut donc simplement multiplier la luminosité attendue en  $Pb$ - $Pb$  par  $4 \cdot 10^4$ . Et sachant qu'à 2.76 TeV, on attend une luminosité  $Pb$ - $Pb$  de  $2 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , pour la première prise de données, cela donne une luminosité équivalente en  $p$ - $p$  de  $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La figure 4.16 montre, à gauche, le nombre de photons isolés attendus pour 1 mois de faisceau à 2.76 TeV, pour une luminosité de  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 1 \text{ pb}^{-1}$ ). A droite, sachant qu'à 5.5 TeV, on attend une luminosité  $Pb$ - $Pb$  nominale de



$5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , cela donne une luminosité équivalente en  $p$ - $p$  de  $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $L_{int} = 20 \text{ pb}^{-1}$ ), très similaire à celle du run  $p$ - $p$ .

Finalement, pour 1 mois de faisceau à 2.76 TeV, nous pouvons attendre environ 15 000 photons isolés, au-delà de 10 GeV/c, en atteignant un  $p_T$  maximal d'environ 30 GeV/c. Et pour 1 mois de faisceau à 5.5 TeV, nous pouvons attendre environ 900 000 photons isolés, en atteignant un  $p_T$  maximal d'environ 70 GeV/c.

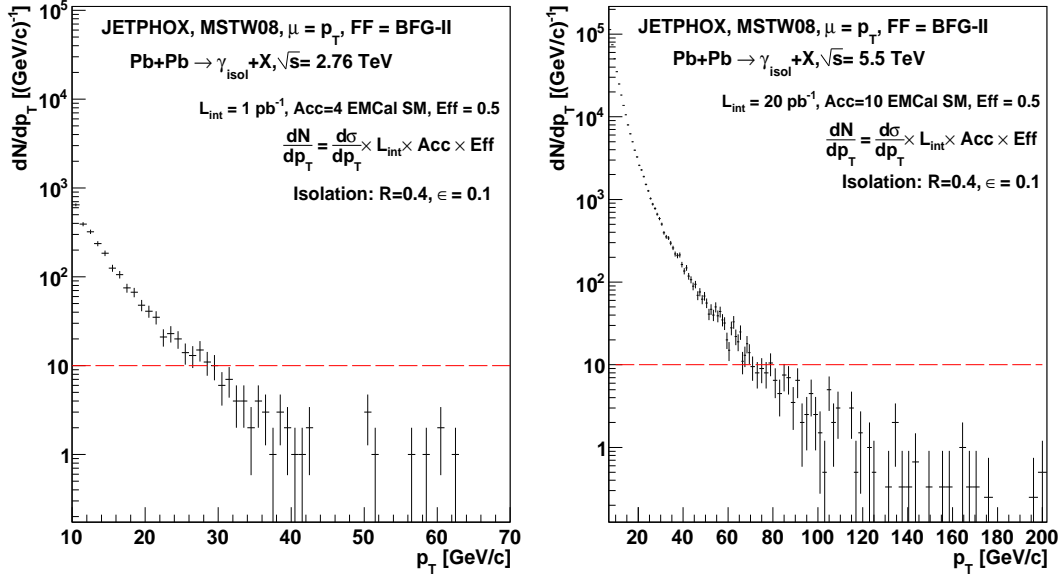


FIGURE 4.16 – Taux de production de photons prompts isolés ( $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ ) en collisions  $Pb$ - $Pb$  à mi-rapidité, à gauche pour  $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$  avec  $L_{equiv-p-p} = 1 \text{ pb}^{-1}$  et à droite pour  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ , avec  $L_{equiv-p-p} = 20 \text{ pb}^{-1}$ .

### Tableaux récapitulatifs

Les tableaux 4.1 et 4.2 présentent la statistique attendue pour la production de photon isolés, ainsi que l'impulsion maximale attendue, pour les différentes configurations précédentes, respectivement pour les deux coupures d'isolement  $R = 0.4$  et  $R = 0.2$ .

Syst.	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\mathcal{L}$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$\Delta t$ (s) (1 mois = $10^6\text{s}$ )	$L_{int}$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	$\gamma^{iso} p_{T \text{ max}}$ (GeV/c)	taux $\gamma^{iso}$ ( $p_T > 10 \text{ GeV/c}$ )
$p$ - $p$	10	$3 \cdot 10^{30}$	$8 \times 10^6$	24	90	1 600 000
$p$ - $p$	14	$3 \cdot 10^{30}$	$8 \times 10^6$	24	100	2 500 000
$Pb$ - $Pb$	2.76	$10^{30}$	$1 \times 10^6$	1	30	15 000
$Pb$ - $Pb$	5.5	$2 \cdot 10^{31}$	$1 \times 10^6$	20	80	1 300 000

TABLE 4.1 – Luminosités intégrées, taux de photons et  $p_{T \text{ max}}$  pour les  $\gamma$  isolés ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) attendus pour différents scénarios au LHC pour des collisions  $p$ - $p$  et  $Pb$ - $Pb$ .

Syst.	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\mathcal{L}$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$\Delta t$ (s) (1 mois = $10^6\text{s}$ )	$L_{int}$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	$\gamma^{iso} p_{T \max}$ (GeV/c)	taux $\gamma^{iso}$ ( $p_T > 10 \text{ GeV/c}$ )
$p-p$	7	$10^{30}$	$1 \times 10^6$	1	45	90 000
$p-p$	7	$10^{30}$	$15 \times 10^6$	15	80	1 300 000
$p-p$	10	$3 \cdot 10^{30}$	$8 \times 10^6$	24	110	4 000 000
$p-p$	14	$3 \cdot 10^{30}$	$8 \times 10^6$	24	120	5 000 000

TABLE 4.2 – Luminosités intégrées, taux de photons et  $p_{T \max}$  pour les  $\gamma$  isolés ( $R = 0.2$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) attendus pour différents scénarios au LHC pour des collisions  $p-p$ .

## 4.2.2 Comparaison aux résultats de Tevatron

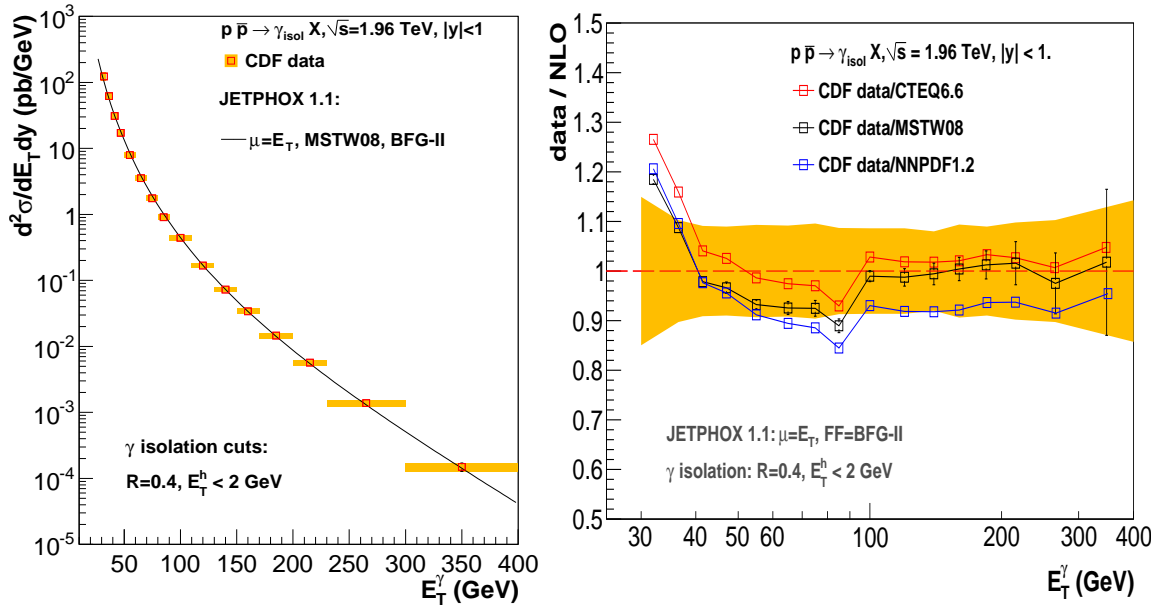


FIGURE 4.17 – Section efficace différentielle en  $E_T$  de photons isolés mesurée par l'expérience CDF [66], à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ , comparée à la section efficace JETPHOX, pour les échelles  $\mu = E_T^\gamma$  à gauche, et rapport données/théorie correspondant à droite. L'incertitude systématique de la mesure est représentée par des bandes oranges. Les figures sont extraites de [107].

Afin de pouvoir utiliser les modèles théoriques comme outil prédictif, notamment au LHC, il est important de les valider au-préalable en les comparant à des données expérimentales. Nous avons choisi ici de comparer notre outil théorique, JETPHOX, aux résultats de l'expérience CDF du Tevatron, qui a publié les résultats les plus récents concernant la section efficace de photons prompts isolés (voir paragraphe 1.4.1). Durant le run II de Tevatron, la collaboration CDF a collecté  $2.5 \text{ fb}^{-1}$  de données photons en collisions  $p-\bar{p}$ , à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ GeV}$  [66]. Un tel échantillon de données a permis de mesurer des photons prompts isolés jusqu'à  $400 \text{ GeV}$ . Ces mesures ont été obtenues dans la gamme d'énergie :  $E_T^\gamma = 30 - 400 \text{ GeV}$ , pour une rapidité  $|y^\gamma| < 1.0$  et avec comme critères d'isolement :  $R = 0.4$ ,  $E_T^{had} < 2 \text{ GeV}$ .

Ces critères de mesure ont été implémentés dans JETPHOX et nous avons calculé le spectre de photons isolés résultant, avec le même *binning* en  $p_T$  que celui du spectre expérimental. Les calculs ont été répétés pour 3 échelles ( $\mu = 0.5 E_T^\gamma, E_T^\gamma, 2E_T^\gamma$ ). Les résultats sont montrés ici, pour une gamme en énergie transverse allant de  $30$  à  $400 \text{ GeV}$ . La figure 4.17 présente la section efficace théorique de l'expérience CDF, pour les photons isolés à  $\sqrt{s} = 1.96$

TeV, ainsi que les points expérimentaux mesurés en incluant l'incertitude systématique. Il y a un très bon accord du modèle théorique, avec les données CDF [66]. L'incertitude théorique dominante est liée au choix des échelles.

### 4.3 Sensibilité des spectres de photons prompts isolés aux PDF

Dans cette section, nous comparons les sections efficaces de photons isolés obtenues pour différentes fonctions de distribution partonique, de façon à tester la sensibilité du spectre de photons isolés aux distributions partoniques, et plus particulièrement à la distribution de gluons dans le proton.

#### 4.3.1 Les distributions de gluons dans le proton

La principale motivation physique de l'étude des distributions de gluons dans le proton est que ces dernières sont très mal connues à petits  $x$ . La plupart de notre savoir actuel à propos des fonctions de distribution partonique provient des expériences de *Deep Inelastic Scattering*. Or la fonction de structure  $F_2$  de DIS ne donne qu'un accès indirect aux distributions de gluons, puisque le photon ne se couple qu'avec les quarks à l'ordre dominant. Les distributions de gluons ne peuvent donc être qu'indirectement contraintes par la dérivée de  $F_2$  en fonction de  $Q^2$ , qui est sensible au couplage des gluons aux paires quarks-antiquarks virtuels de petit- $x$  ("mer") dans le proton. La figure 4.18 montre l'incertitude sur les distributions de gluons à petits  $x$ , pour plusieurs paramétrisations de la fonction de distribution des gluons. Les distributions en gluons possèdent de larges incertitudes pour des valeurs de  $x$  inférieures à  $10^{-2}$ , pour des virtualités modérées ( $Q^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$ ). C'est donc dans ce domaine de petit  $x$  qu'il est souhaitable de mieux les contraindre.

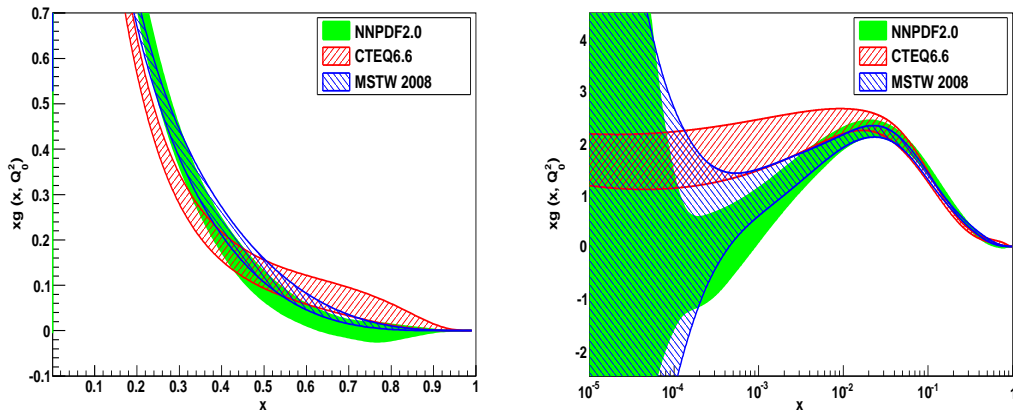


FIGURE 4.18 – Fonctions de distribution de gluons dans le proton, en fonction de la fraction d'impulsion du proton  $x$  emportée par le gluon, à l'échelle  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . A gauche, en échelle linéaire et à droite en échelle log en  $x$  [108].

#### 4.3.2 Contraindre les PDF par les spectres de photons prompts isolés

Comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, les photons directs, notamment ceux provenant du sous-processus Compton, permettent de sonder les distributions en gluons dans le proton de façon directe. Nous avons également vu que l'un des intérêts de l'étude des photons prompts en collisions  $p$ - $p$  est de contraindre les distributions de gluons dans le proton  $g(x, Q^2)$ . En effet, un point essentiel dans le travail des théoriciens est de réaliser des ajustements globaux des analyses expérimentales pour déterminer les PDF dans les protons. Les photons permettent de sonder la région à petit  $x$ , comme l'indique la figure 4.19, qui représente le domaine en  $(x, Q^2)$  couvert par différentes expériences de production de photons, des cibles fixes au LHC, en passant par ISR, RHIC et Tevatron. Sachant que  $x \sim \frac{p_T}{\sqrt{s}} e^{-y}$ , plus la collision monte en énergie et plus la rapidité augmente, plus les petites valeurs de  $x$  sont couvertes. Ainsi au LHC, à mi-rapidité, la production de photons pourra sonder des valeurs

de  $x$  20 fois plus petites que celles au Tevatron. L'expérience LHCb, qui permet d'atteindre des grandes rapidités (jusqu'à  $y = 5$ ), devrait permettre de sonder  $g(x, Q^2)$  jusqu'à  $x = 10^{-5}$ . Expérimentalement, de nombreuses mesures de production de photons de grands  $p_T$  ont été réalisées au cours des 30 dernières années, en collisions  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$  à des énergies de cibles fixes jusqu'à celles des collisionneurs, de  $\sqrt{s} = 20 - 2000$  GeV (cf section 1.4). A l'exception du seul résultat de l'expérience E706 [62], l'accord entre données et théorie est bon sur 9 ordres de grandeur des sections efficaces. Cependant ce désaccord de E706 a empêché toute tentative d'introduction des points de mesure des photons dans les ajustements globaux depuis l'année 2000. La dernière fonction de distribution partonique à utiliser les données photons était MRST99 [109].

Ici, l'intérêt d'étudier les photons isolés est majeur, car l'isolement permet de conserver presque uniquement le processus Compton (qui correspond à 75% des photons isolés, cf section 4.1.2.2), en supprimant la plus grande partie des photons de fragmentation, et donne ainsi directement accès aux distributions de gluons.

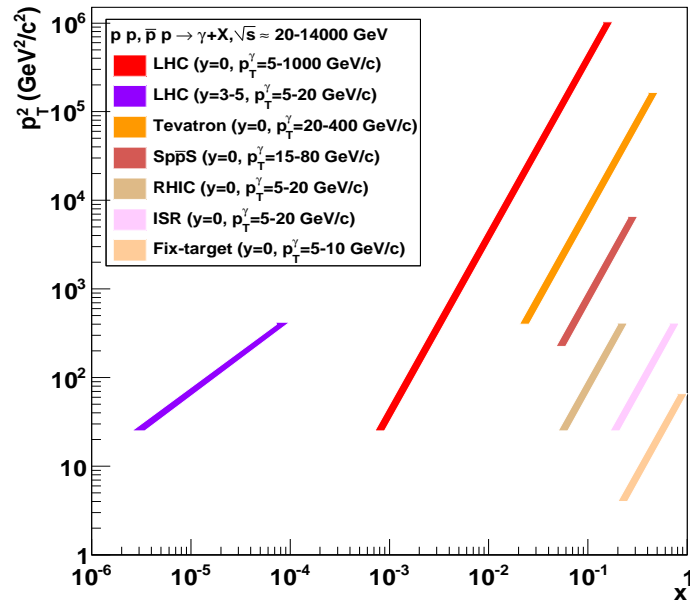


FIGURE 4.19 – Plan cinématique en  $(x, Q^2)$  sondé par les photons prompts produits en collisions  $p$ - $p$  et  $p$ - $\bar{p}$ , dans le domaine d'énergie  $\sqrt{s} = 20$ -1400 GeV, dans différentes expériences [107].

L'idée de cette partie est de présenter la sensibilité attendue des spectres de photons isolés ( $R = 0.4$  et  $\varepsilon = 0.1$ ) aux distributions partoniques. Jusqu'à présent, les comparaisons données-théorie ont été effectuées avec seulement une ou deux paramétrisations de PDF : CTEQ6.1M [110] et MRST04 [111], obtenues il y a quelques années. Plus récemment, d'autres paramétrisations de PDF, plus actuelles, sont devenues accessibles : CTEQ6.6 [105], MSTW08 [112], NNPDF1.2 [113, 114, 108], qui incluent les ajustements les plus récents des données DIS et des collisions hadroniques, ainsi que des améliorations théoriques variées.

Dans cette étude, nous avons interfacé ces trois dernières PDF à l'intérieur de JETPHOX via le package LHAPDF [11]. Nous présentons donc les résultats des sections efficaces de photons isolés au NLO obtenues avec trois PDF différentes, de façon à explorer la dépendance des PDF aux photons isolés et voir s'il est ainsi possible de les contraindre. Plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [107].

#### 4.3.2.1 Dépendance des spectres de photons isolés aux PDFs

La figure 4.20 montre les trois sections efficaces de photons isolés superposées, obtenues pour trois paramétrisations de PDF différentes : CTEQ6.6, MSTW08 et NNPDF1.2, pour  $y = 0$  et  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Les différences de seulement quelques dizaines de pourcentages ne sont pas observables en échelle log.

Sur la figure 4.21, nous montrons les différences relatives entre les trois prédictions obtenues pour chaque PDF, pour des échelles théoriques fixées à  $\mu = \mu_R = \mu_M = \mu_F = E_T^\gamma$  et la fonction de fragmentation BFG-II. Le choix de la PDF résulte en une variation de  $\sim 15\%$  des taux de photons, pour les photons de  $p_T < 15$  GeV/c. Finalement,

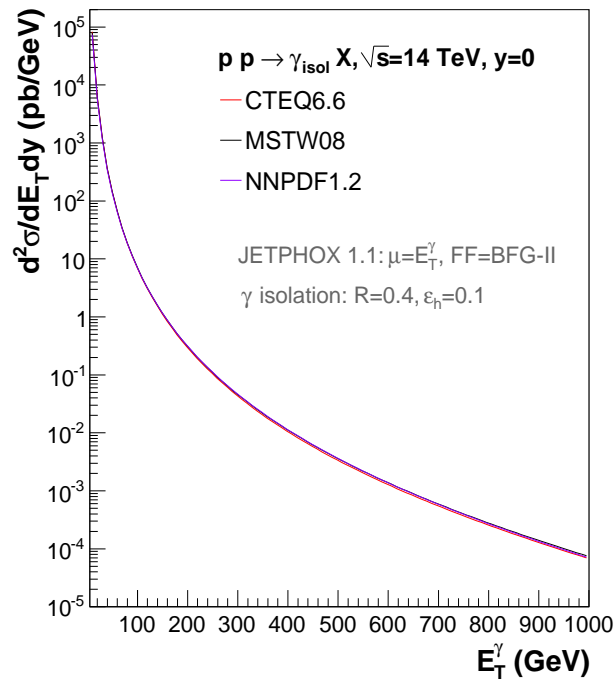


FIGURE 4.20 – Prédications pour le spectre de photons isolés ( $R = 0.4$  et  $\varepsilon = 0.1$ ) en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $y=0$ , pour trois paramétrisations de PDF différentes CTEQ6.6, MSTW08 et NNPDF1.2 [107].

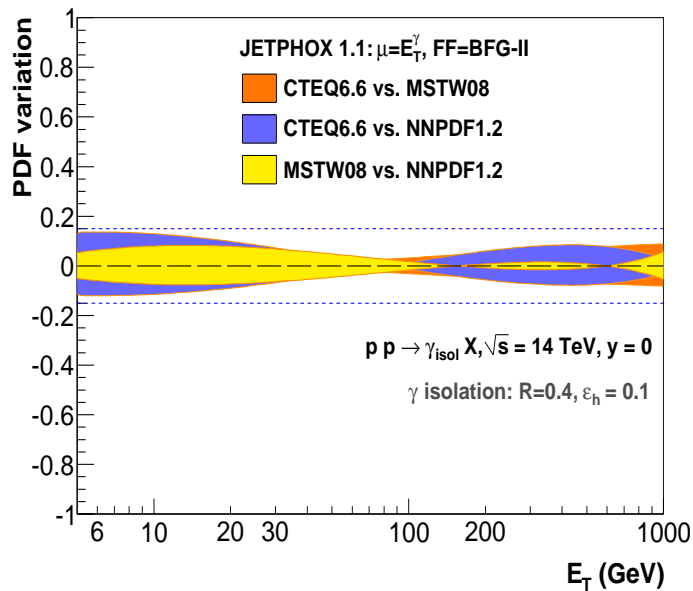
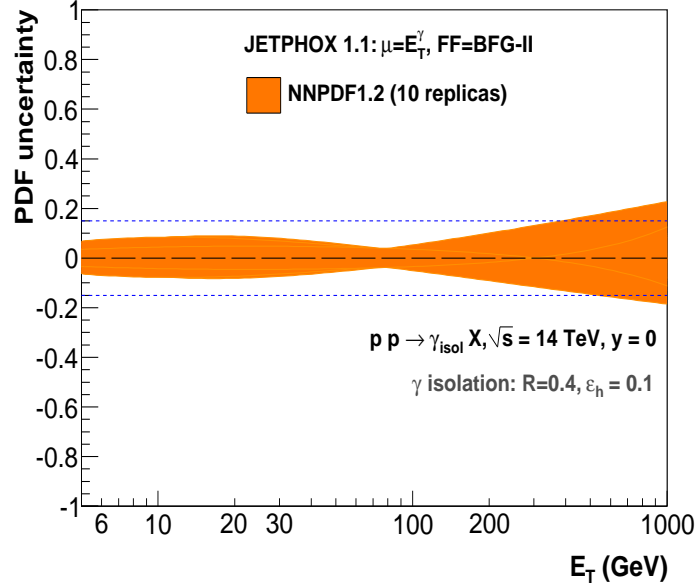


FIGURE 4.21 – Différences relatives entre les spectres de photons isolés en  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité obtenus avec JETPHOX en utilisant trois paramétrisations différentes de PDF : CTEQ6.6, MSTW08 et NNPDF1.2 [107]

pour connaître l'incertitude sur une seule PDF, nous présentons, sur la figure 4.22, les différences relatives entre les prédictions obtenues pour 10 répliques de la paramétrisation NNPDF1.2, pour des échelles théoriques fixées à  $\mu = E_T^\gamma$  et la fonction de fragmentation BFG-II. Les incertitudes des PDF obtenues dans ce cas sont similaires.



**FIGURE 4.22** – Différences relatives entre les spectres de photons isolés en  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité obtenus avec JETPHOX en utilisant 10 répliques de la paramétrisation NNPDF1.2 [107].

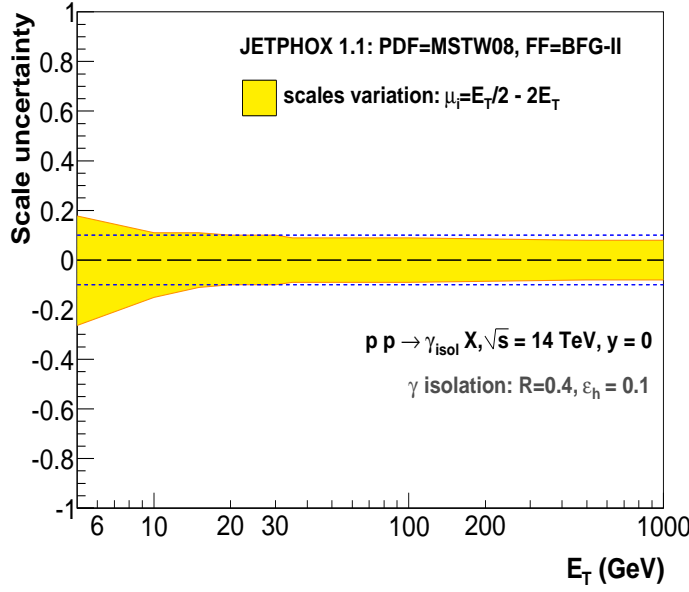
#### 4.3.2.2 Dépendance des spectres de photons isolés aux échelles théoriques

Au Tevatron, la plus grande source d'incertitude était liée au choix des échelles théoriques,  $\mu_R$ ,  $\mu_M$  et  $\mu_F$  (voir figure 4.17). Ici nous fixons  $\mu_R = \mu_M = \mu_F = \mu$  et nous faisons varier  $\mu$ , pour trois valeurs différentes de  $E_T^\gamma$  :  $\mu = E_T^\gamma$ ,  $\mu = E_T^\gamma/2$  et  $\mu = 2E_T^\gamma$ .

Sur la figure 4.23, nous présentons les différences relatives entre les trois prédictions obtenues pour chaque échelle, pour la distribution partonique MSTW08 et la fonction de fragmentation BFG-II. Le choix de l'échelle résulte en une variation de  $\sim 20\%$  des taux de photons, à bas  $p_T$ , mais qui sature ensuite à environ 10%, au-dessus de  $p_T = 15$  GeV/c. En comparant ces résultats avec ceux des figures 4.21 et 4.22, nous constatons que les incertitudes d'échelles sont du même ordre que celles provenant de l'utilisation de différentes PDF.

#### 4.3.2.3 Dépendance des spectres de photons isolés aux fonctions de fragmentation

La production de photons de fragmentation dans les collisions hadroniques est complètement dépendante de la FF parton-photon,  $D_{\gamma/k}(z, \mu_F)$  obtenue par les ajustements des données de la production de photons au LEP ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(g) \rightarrow \gamma X$ ) [115, 116]. Dans JETPHOX, deux choix de FF sont disponibles : BFG-I ("petits gluons") et BFG-II ("grands gluons") [117]. Bien que les deux FF reproduisent les données du LEP, sensibles surtout aux grandes valeurs de  $z = p_\gamma/p_{parton}$ , à petits  $z$  la fonction de fragmentation gluon-photon I est significativement plus faible que celle de l'ensemble II. Par contre, la fragmentation des quarks-photons est identique dans BFG-I et BFG-II. Nous avons testé la production de photons prompts et isolés avec JETPHOX au NLO avec les deux ensembles de FFs. Le spectre inclusif de photons prompts obtenu avec BFG-I est environ 5-10% plus petit que celui obtenu avec BFG-II, pour des valeurs inférieures à  $E_{T\gamma} \approx 100$  GeV. Par contre, la différence entre les spectres BFG-I et BFG-II devient négligeable pour les photons isolés, ce qui n'est pas surprenant étant donné qu'une fraction importante, jusqu'à 80% (voir figure 4.5), des photons de fragmentation sont supprimés par l'application des coupures d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ).



**FIGURE 4.23** – Différences relatives entre les spectres de photons isolés en  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité obtenus avec JETPHOX en utilisant trois échelles théoriques, et MSTW08 [107].

#### 4.3.2.4 Conclusion

Comme nous l’avons vu, les ajustements globaux des PDF prédisant des distributions en gluons différentes pour les petits  $x$  ( $x \lesssim 10^{-2}$ ), dans la région la moins perturbative,  $Q^2 \lesssim 20 \text{ GeV}^2$ , plus difficile à étudier. Cela est dû partiellement au fait que la plupart des ajustements réalisés à partir des expériences de DIS de la fonction de structure  $F_2$  ne sondent qu’indirectement les distributions en gluons. La précision des mesures des distributions de gluons est donc très mauvaise.

La principale motivation à utiliser les spectres de photons isolés mesurés aux énergies du LHC pour aider à contraindre les densités de gluons à petits  $x$  dans le proton est résumée sur la figure 4.21. Différentes distributions partoniques prédisent des taux de photons isolés, qui, aux plus basses valeurs de  $E_T$ , diffèrent jusqu’à environ  $\pm 15\%$ . Ces différences viennent des différentes densités de gluons à petit  $x$ , implémentées dans les trois PDF. En effet, comme nous le voyons sur la figure 4.5, la diffusion quark-gluon Compton (donc les gluons) domine clairement la production de photons isolés et, comme on le voit sur la figure 4.19, les données photons LHC aux rapidités centrales sondent les impulsions transverses des partons jusqu’à environ  $x = 10^{-3}$ . Pour cette raison, il est attendu que les plus grandes variations de PDF soient observées dans la région à basse énergie des photons, là où les densités de gluons sont incertaines. L’énergie transverse minimum des photons considérée ici ( $E_T \approx 5 \text{ GeV}$ ) est assez basse d’un point de vue expérimental (la reconstruction et l’isolement des photons devient plus difficile à basse énergie, comme nous le verrons dans la section 5.3.3.1), mais elle correspond encore à des échelles relativement larges, de l’ordre de  $Q^2 \approx 25 \text{ GeV}^2$ . Avoir la possibilité de mesurer des photons de plus bas  $p_T$ , mais encore perturbatifs, permettra de contraindre encore plus précisément les distributions gluoniques à petit  $x$ .

Les résultats de photons isolés peuvent donc être très utiles pour mieux déterminer  $g(x, Q^2)$ , en les incluant dans les futures analyses des ajustements globaux. Les travaux récents de la collaboration NNPDF [108] utilisent, par exemple, environ 3500 points expérimentaux pour leur ajustement des PDF, qui incluent les résultats mesurés dans les expériences de DIS ( $F_2$ ,  $F_L$  and  $F_2^{\text{charm}}$ ) et proton-(anti)proton (Drell-Yan, bosons-vectoriels et jets). Mais, à petit  $x$ , la statistique est limitée : seulement 19 (126) points en dessous de  $x = 10^{-4}$  (resp.  $x = 10^{-3}$ ).

L’inclusion de nouvelles données est donc basique pour améliorer les PDF et réduire leurs incertitudes. Ce travail indique que toutes les données photons combinées, pour toutes les énergies – environ 350 points collectés jusqu’à présent, plus de nouveaux points attendus des quatre expériences LHC – fournissent de nouvelles contraintes, très utiles pour les distributions de gluons sur une large région ( $x, Q^2$ ).



## 4.4 Conclusion générale

Tout d'abord, nous avons introduit les générateurs d'évènements JETPHOX et PYTHIA, dont nous avons réalisé une étude comparative en termes de taux des différents sous-processus de production de photons prompts et photons prompts isolés et de proportions de photons isolés. Nous avons montré que les générateurs, bien que comparables en termes de taux de photons et de photons isolés totaux, ont des différences importantes dans leurs taux de production de sous-processus de photons, notamment de la composante de fragmentation des photons isolés, qui présente un excès dans PYTHIA par rapport à JETPHOX. Nous avons ensuite présenté des estimations, calculées avec JETPHOX, au NLO, des sections efficaces de photons prompts isolés attendues aux énergies LHC, ainsi que les taux de photons isolés attendus, pour différentes luminosités intégrées, différents paramètres d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $R = 0.2$  et  $\varepsilon = 0.1$ ), pour les énergies  $p-p$ , ainsi que  $Pb-Pb$ . L'outil théorique a été validé, en comparant les prédictions théoriques avec le spectre de photons isolés le plus récent, mesuré au Tevatron à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Un bon accord données/théorie a été trouvé. Enfin, nous avons montré que l'isolement des photons, qui permet de s'affranchir de la plupart des photons de fragmentation et d'avoir une proportion de photons isolés aux deux tiers provenant du processus Compton, sera en mesure de fournir une mesure directe intéressante de la densité de gluons  $g(x, Q^2)$  dans le proton. Les trois PDF étudiées, implémentées dans JETPHOX, entraînent des variations de  $\pm 15\%$  dans les spectres de photons isolés. Nous avons présenté des arguments pour motiver l'incorporation des données photons du LHC dans les futures analyses des ajustements globaux.



# 5

## Reconstruction, identification et isolement des photons et $\pi^0$ dans EMCAL

### Plan

---

<b>5.1</b>	<b>Description d'un évènement <math>p-p \rightarrow \gamma + X</math> typique . . . . .</b>	<b>120</b>
5.1.1	Au niveau de la génération . . . . .	120
5.1.2	Au niveau du calorimètre . . . . .	123
<b>5.2</b>	<b>La reconstruction des photons . . . . .</b>	<b>124</b>
5.2.1	Simulation et reconstruction des données d'ALICE . . . . .	124
5.2.2	Le signal dans EMCAL . . . . .	127
5.2.3	Algorithme de clusterisation . . . . .	128
5.2.4	Discrimination entre photons et particules chargées . . . . .	129
5.2.5	Les pertes de photons . . . . .	131
<b>5.3</b>	<b>Discrimination photons-<math>\pi^0</math> . . . . .</b>	<b>132</b>
5.3.1	Etude cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . . . . .	132
5.3.2	Identification des $\pi^0$ : notre modèle jouet . . . . .	133
5.3.3	Les différentes méthodes d'identification . . . . .	136
<b>5.4</b>	<b>L'isolement . . . . .</b>	<b>142</b>
5.4.1	Optimisation des coupures d'isolement . . . . .	142
5.4.2	L'isolement des photons et des $\pi^0$ . . . . .	142
5.4.3	Etude du signal et bruit avec PYTHIA . . . . .	146

---

### Résumé

**N**ous présentons dans ce chapitre la reconstruction, ainsi que l'identification et l'isolement des photons et des  $\pi^0$  dans EMCAL. Après avoir succinctement détaillé ce qu'est un évènement  $p-p \rightarrow \gamma + X$  typique dans les simulations que l'on utilisera par la suite, nous présenterons comment s'effectue la reconstruction des photons, en détaillant les différentes étapes, ainsi que le rejet des particules constituant un bruit de fond. Dans une troisième partie, l'identification à proprement parler est introduite, en termes de discrimination photons- $\pi^0$ . Enfin, nous montrerons qu'une dernière étape de l'identification consistant à utiliser des coupures d'isolement est indispensable à l'identification complète des photons prompts.

## 5.1 Description d'un évènement $p-p \rightarrow \gamma + X$ typique

Qu'est ce qu'un évènement  $p-p \rightarrow \gamma + X$  typique et que voit le détecteur de cet évènement ? Pour répondre à ces questions, nous utiliserons les simulations d'évènements qui nous serviront dans le chapitre suivant à extraire le spectre de photons prompts isolés. Nous détaillons ici de manière pédagogique les caractéristiques de ces évènements, en termes de distributions de particules dans l'espace (rapidité-azimut), en fonction de leur impulsion transverse, en nous concentrant notamment sur les photons et les  $\pi^0$ .

### 5.1.1 Au niveau de la génération

#### 5.1.1.1 Etude des simulations de "signal" : $\gamma$ -jet

Le signal de photons isolés est représenté par la simulation d'évènements en coïncidence d'un photon et d'un jet émis à  $180^\circ$ . On les appelle des simulations de "Gamma-Jet". Le photon étant dirigé dans EMCAL, au niveau de la génération, elles correspondent parfaitement au signal de photons isolés, purifié de toute contamination. Ces simulations sont détaillées dans le chapitre suivant. En fait il ne s'agit pas réellement du signal de photons prompts isolés décrit précédemment, car dans les simulations  $\gamma$ -jet, il n'y a pas de photon de fragmentation. Pour expliquer et motiver l'utilisation de ces évènements, regardons ici de plus près de quoi ils sont réellement constitués.

La figure 5.1 montre la distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules dans l'acceptance :  $\phi = 2\pi$  et  $-2 < \eta < 2$  pour un évènement  $p-p$  à 14 TeV, extrait de simulations PYTHIA de Gamma-Jet simulées dans l'intervalle en  $p_T$  de [30-40] GeV/c. En échelle linéaire on voit distinctement le photon énergétique émis à l'opposé du jet. Notons ici que la granularité choisie pour la représentation ne correspond pas à celle d'EMCAL pour des raisons de visibilité. Ici nous avons pris une granularité des cellules de  $0.01 \times 0.01$ , soit 10 fois plus grande que celle des tours d'EMCAL.

La figure 5.2 montre la distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules se dirigeant dans EMCAL, donc pour une acceptance  $1.4 < \phi < 3.2$  et  $-0.7 < \eta < 0.7$ , pour le même évènement  $p-p$ . On constate que l'on retrouve bien le photon énergétique ( $p_T \sim 30$  GeV/c) que l'on a généré dans EMCAL. En représentation logarithmique, on voit qu'il est accompagné dans EMCAL de 4 autres particules peu énergétiques.

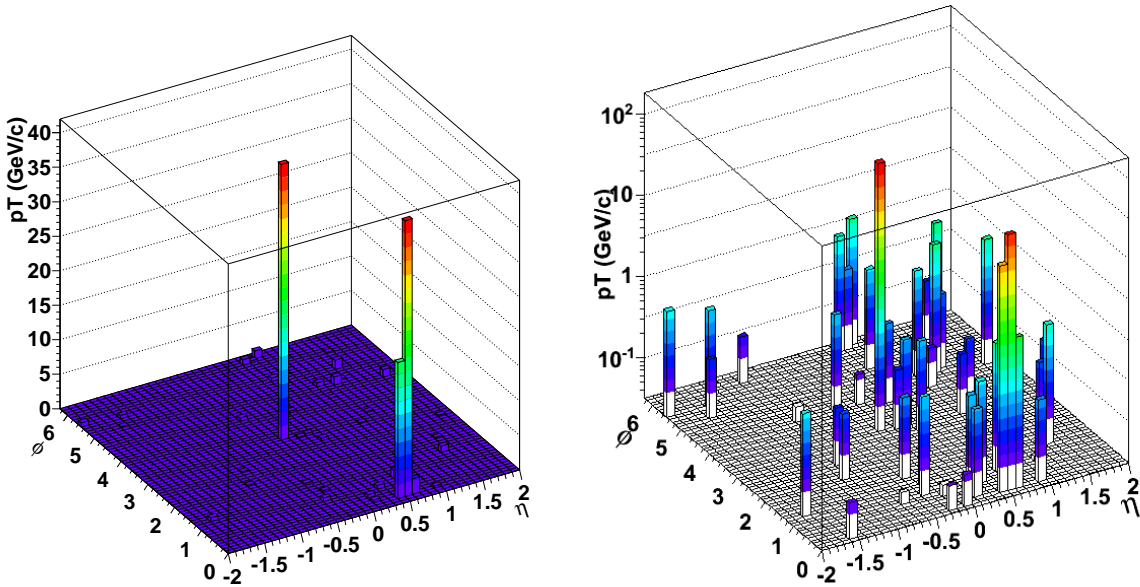


FIGURE 5.1 – Distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules dans l'acceptance :  $\phi = 2\pi$  et  $-2 < \eta < 2$  pour un évènement  $p-p$  à 14 TeV extrait de simulations PYTHIA de  $\gamma$ -jet simulées dans l'intervalle en  $p_T$  [30-40] GeV/c, à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique.

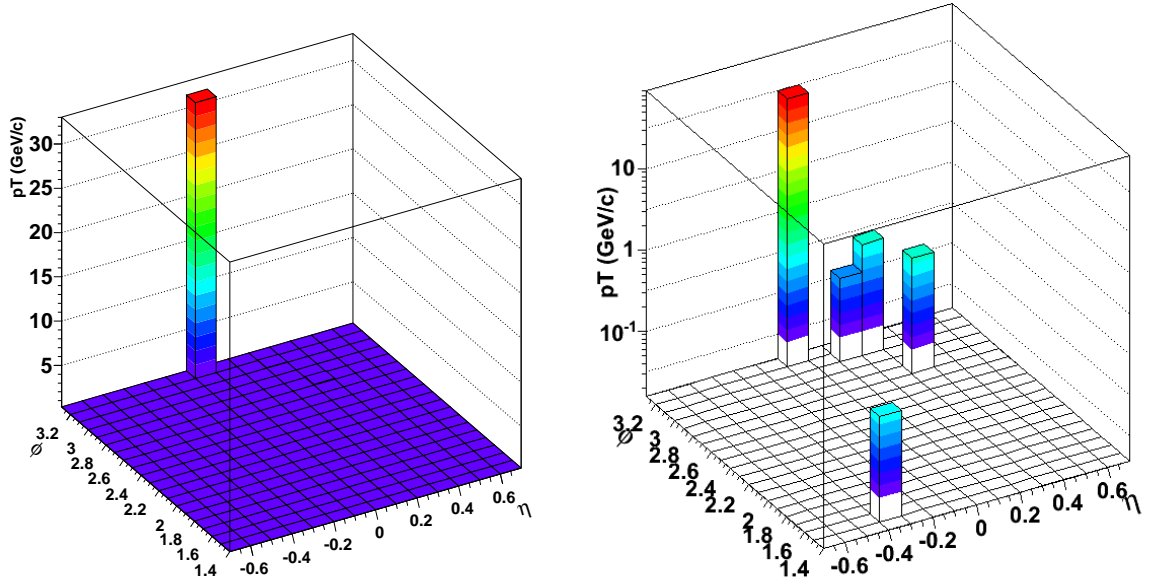


FIGURE 5.2 – Distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules dans EMCAL :  $1.4 < \phi < 3.2$  et  $-0.7 < \eta < 0.7$  pour le même évènement  $p-p$ , à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique.

Nous pouvons dresser à titre d'exemple une liste des différentes particules dans EMCAL pour l'évènement considéré. Parmi l'historique de l'évènement, contenant 300 particules, nous trouvons 5 particules stables, qui ne vont plus se désintégrer, se dirigeant dans EMCAL, dont le photon direct énergétique. Le tableau 5.1 présente cette liste de particules. Notons que dans cet évènement, les particules voisines du photon direct ne sont que des photons venant du  $\pi^0$ . Si l'on regarde d'autres évènements, même si les photons du  $\pi^0$  sont majoritaires, il arrive que des particules chargées accompagnent aussi le photon direct. Ces particules de basse énergie, émises autour du photon direct qui est pourtant émis à l'opposé en azimuth du jet, constituent l'Underlying Event, dont nous avons déjà parlé dans le chapitre précédent.

	$p_T$ (GeV/c)	$\eta$ (rad)	$\phi$ (rad)
le $\gamma$ direct	31.5	-0.08	3.2
1 $\gamma$ d'un $\pi^0$	0.31	-0.36	1.5
2 $\gamma$ d'un 2 <sup>ème</sup> $\pi^0$	0.37	0.29	3.1
	0.41	0.33	2.8
1 $\gamma$ d'un 3 <sup>ème</sup> $\pi^0$	0.17	0.17	3.1

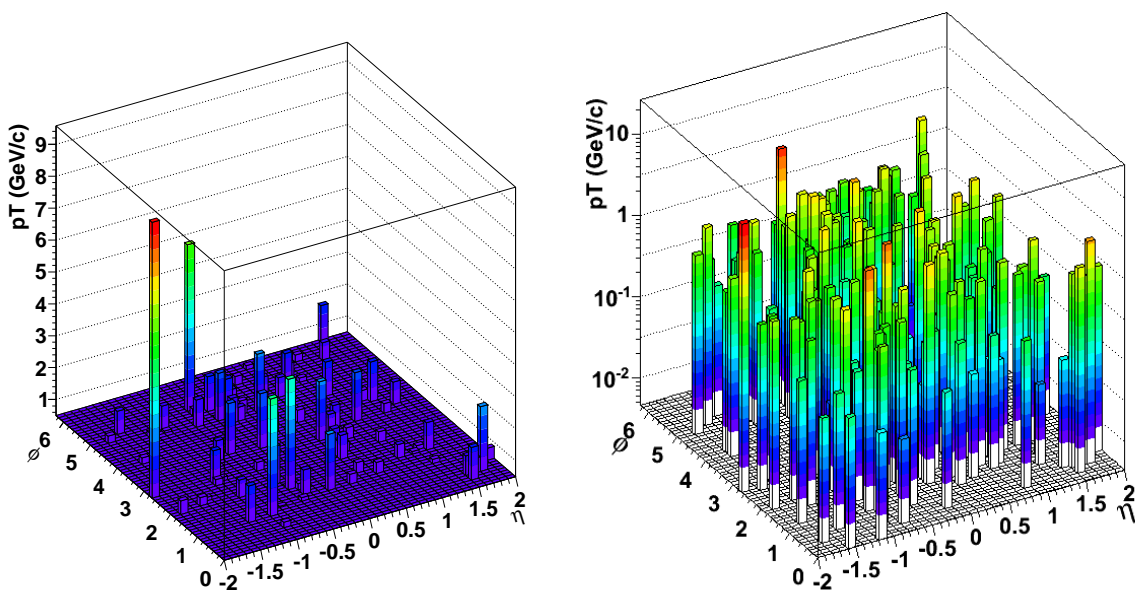
TABLE 5.1 – Liste des particules dans EMCAL pour un évènement  $\gamma$ -jet donné.

A ce stade, il est possible d'estimer la contamination due à l'Underlying Event, en considérant que cet évènement est suffisamment représentatif de tous les évènements. Selon des études récentes de collisions  $p-p$  utilisant les générateurs HERWIG et PYTHIA [118], il a été montré que l'activité hadronique sous-jacente à un processus dur quelconque, aux énergies du LHC, représente environ 0.5 à 3 GeV par unité de  $\phi$  et  $\eta$ , donc pour une surface de 1. Voyons si la valeur obtenue ici, à partir de simulations PYTHIA (de configuration D6T pour l'UE) est en accord. En faisant la somme des impulsions transverses autour du photon direct, on trouve une impulsion

transverse de l'UE d'environ 1.26 GeV/c dans EMCAL, soit pour une surface de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1.4 \times 1.9 = 2.6$ . Cela donne donc environ 0.5 GeV/c dans une surface de 1. On retrouve ainsi environ le résultat prédit.

### 5.1.1.2 Etude des simulations de "bruit" : jet-jet

La contamination des photons isolés par des photons provenant de la décroissance de mésons neutres à haut  $p_T$  est obtenue à partir des simulations di-jets. Dans ce cas, nous retrouvons les photons de décroissance, mais aussi les photons de fragmentation. On les appelle des simulations de "jet-jet", l'un des deux jets étant dirigé dans EMCAL, elles correspondent donc au "bruit" de tout ce qui peut contaminer un signal de photons directs. Ces simulations sont détaillées dans le chapitre suivant.



**FIGURE 5.3** – Distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules dans l'acceptance :  $\phi = 2\pi$  et  $-2 < \eta < 2$  pour un évènement  $p-p$  à 14 TeV extrait de simulations PYTHIA de jet-jet simulées dans l'intervalle en  $p_T$  de [35-41] GeV/c, à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique.

La figure 5.3 montre la distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules dans l'acceptance :  $\phi = 2\pi$  et  $-2 < \eta < 2$  pour un évènement  $p-p$  à 14 TeV extrait de simulations PYTHIA de jet-jet simulées dans l'intervalle en  $p_T$  de [35-41] GeV/c. On constate la présence d'un environnement beaucoup plus dense dû à la fragmentation de deux jets en plusieurs dizaines de particules finales différentes. En représentation linéaire, on retrouve bien les deux jets émis à l'opposé en  $\phi$  l'un de l'autre.

La figure 5.4 montre la distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules se dirigeant dans l'acceptance d'EMCAL,  $1.4 < \phi < 3.2$  et  $-0.7 < \eta < 0.7$ , pour un évènement  $p-p$  extrait de simulations de jet-jet dans l'intervalle en  $p_T$  de [35-41] GeV/c. Dans EMCAL on observe dans ce cas une trentaine de particules. Nous ne ferons pas ici de liste exhaustive, mais nous remarquons simplement les différentes particules présentes, résultant de la fragmentation du jet :  $4 \pi^-$ ,  $6 \pi^+$ ,  $2 K_S^0$ , 2 protons, 1 neutron, 14 photons et 1  $K^-$ . Toutes ont des  $p_T < 4$  GeV/c, avec en moyenne une impulsion transverse comprise entre 0.1 et 0.8 GeV/c.

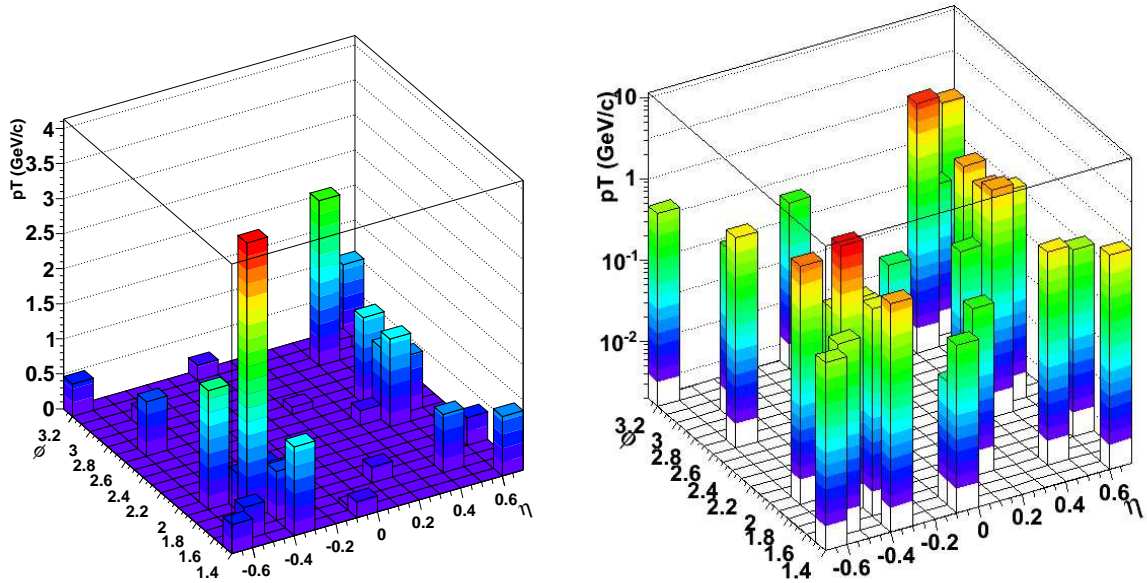


FIGURE 5.4 – Distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des particules dans EMCAL :  $1.4 < \phi < 3.2$  et  $-0.7 < \eta < 0.7$  pour le même évènement, à gauche en échelle linéaire et à droite en échelle logarithmique.

## 5.1.2 Au niveau du calorimètre

Nous avons détaillé un évènement simulé au niveau de la génération PYTHIA en listant les caractéristiques des particules produites, dans un environnement de signal et dans un environnement avec du bruit de fond. Que voit EMCAL de cet évènement et de ces différentes particules ?

### 5.1.2.1 Etude des simulations de signal : $\gamma$ -jet

Nous reprenons le même évènement étudié dans le cas du signal au niveau de la génération et nous regardons cette fois la réponse du calorimètre. Avant d'atteindre EMCAL, les particules ont croisé en chemin différents détecteurs. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, les particules dans le calorimètre forment ce que l'on appelle des agrégats ou *clusters*. C'est l'association de plusieurs tours voisines d'EMCAL touchées par le signal. La méthode de formation de ces agrégats est expliquée dans le chapitre suivant. L'évènement observé à 5 particules possède dans EMCAL 2 agrégats :

- Le premier agrégat a une énergie de 0.43 GeV. Il touche deux tours d'EMCAL et est associé à une seule particule, un photon (en lisant l'information Monte Carlo). Il est situé à  $\eta = -0.35$  et  $\phi = 1.5$ . Il s'agit du deuxième photon du tableau 5.1, qui possédait une impulsion transverse de 0.31 GeV/c.
- Le deuxième agrégat a une énergie de 31.7 GeV. Il touche 9 tours d'EMCAL et est associé à une seule particule, un photon (en lisant l'information Monte Carlo). Il est situé à  $\eta = -0.07$  et  $\phi = 3$ . Il s'agit du photon direct.

La figure 5.5 montre la distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des agrégats dans EMCAL pour le même évènement  $p$ - $p$  extrait de la simulation de  $\gamma$ -jet utilisée précédemment. Un seul agrégat est visible (à cause du dégradé en couleurs) : celui formé par le photon direct.

Nous voyons donc que toutes les particules ne forment pas systématiquement un agrégat et c'est le cas particulièrement à plus basse énergie. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment est réalisée cette transformation particule-agrégat (la reconstruction). Notons qu'aucune coupure en énergie minimale de détection n'a été posée ici. Nous avons utilisé un code indépendant de l'environnement de travail classique d'ALICE.



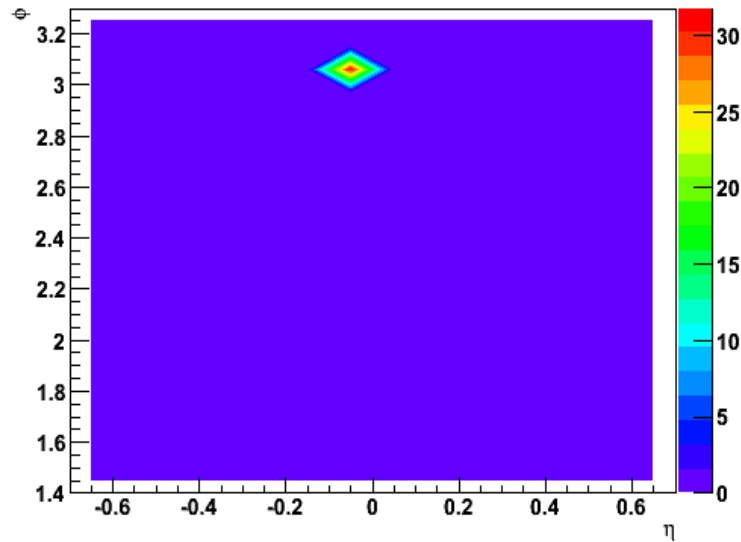


FIGURE 5.5 – Distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des agrégats EMCAL :  $1.4 < \phi < 3.2$  et  $-0.7 < \eta < 0.7$  pour un évènement  $p$ - $p$  extrait de simulations de  $\gamma$ -jet simulées dans l’intervalle en  $p_T$  de  $[30-40]$  GeV/c.

### 5.1.2.2 Etude des simulations de bruit : jet-jet

Parmi les 30 particules dans EMCAL trouvées précédemment dans l’évènement di-jet simulé, seulement 12 agrégats sont reconstruits. Le tableau 5.2 présente une liste explicite de ces agrégats. Nous détaillons, pour chaque agrégat reconstruit, son énergie, le nombre de cellules qu’il touche, le nombre de particules qu’il contient, ainsi que son identité selon l’information Monte Carlo. On constate que certains agrégats sont formés de plusieurs particules. Dans ces cas là, c’est la particule “prépondérante” du agrégat, la plus énergétique, qui va donner son identité au agrégat. On voit aussi que l’on a beaucoup de photons de basse énergie dans le jet, qui proviennent pour la plupart d’un  $\pi^0$ . On trouve aussi des particules chargées. En général, les particules non-électromagnétiques légères chargées ( $\pi^{+/-}$ ,  $\mu^{+/-}$ ) déposent peu d’énergie dans le calorimètre ; elles se comportent comme des MIP. La figure 5.6 montre la distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  de ces agrégats dans EMCAL pour le même évènement  $p$ - $p$  extrait de simulations de jet-jet utilisé précédemment.

L’étude d’un évènement de signal et d’un évènement de bruit, considérés comme représentatifs, au niveau génération et reconstruction, nous a permis, à titre d’exemple, de détailler et d’illustrer les lots d’évènements qui nous serviront par la suite.

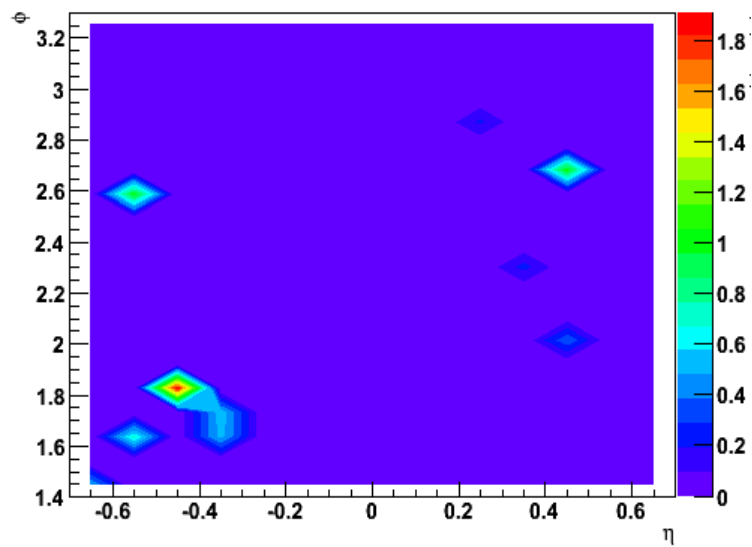
## 5.2 La reconstruction des photons

### 5.2.1 Simulation et reconstruction des données d’ALICE

Le rôle de l’environnement de travail pour l’expérience ALICE, ALIROOT [119], est illustré sur la figure 5.7 issue de [82]. Deux grands ensembles se dégagent, la simulation et la reconstruction. La simulation permet de simuler les caractéristiques de fonctionnement des détecteurs et leur réponse avant une utilisation réelle. La reconstruction fonctionne aussi bien avec des données simulées que réelles. Le parcours représenté à gauche pour la simulation peut être simplement recopié pour les données réelles, il suffirait de remplacer le mot “Monte Carlo” par celui de “données réelles”.

	E (GeV)	Nbre de cellules	Nbre de particules	Identité (prépondérante)
cluster 1	1.3	9	4	neutron
cluster 2	0.18	4	1	$\pi^+$
cluster 3	0.23	1	1	photon
cluster 4	0.55	1	1	photon
cluster 5	0.21	1	1	$\pi^+$
cluster 6	0.52	1	1	électron
cluster 7	1.02	2	2	électron
cluster 8	0.38	1	1	$\mu^-$
cluster 9	1.9	3	2	proton
cluster 10	0.68	2	1	photon
cluster 11	0.52	1	1	photon
cluster 12	1.04	3	1	proton

**TABLE 5.2** – Liste des clusters dans EMCAL dans un évènement jet-jet, de leur énergie, du nombre de cellules qu'ils touchent, du nombre de particules qu'ils contiennent et enfin de leur identité Monte Carlo.



**FIGURE 5.6** – Distribution en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des agrégats EMCAL :  $1.4 < \phi < 3.2$  et  $-0.7 < \eta < 0.7$  pour un évènement  $p$ - $p$  extrait de simulations de jet-jet simulées dans l'intervalle en  $p_T$  de [35-41] GeV/c.

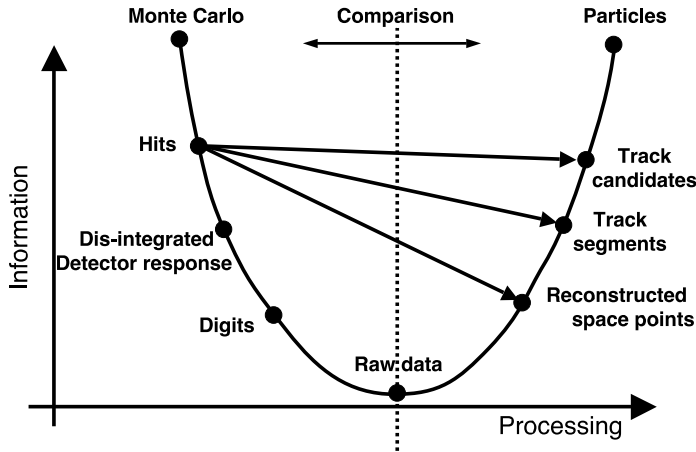


FIGURE 5.7 – Environnement de travail pour le traitement des données d’ALICE.

### Hits

Dans le cas des simulations, les interactions primaires sont simulées grâce à des générateurs d’évènements, comme PYTHIA et l’arbre des cinématiques (*kinematic tree*) résultant, qui peut être ensuite utilisé pour simuler la propagation des particules dans les détecteurs. Le code Monte Carlo (GEANT3 [120]) simule la propagation d’une particule pas à pas. A ce stade, le suivi des particules le long de leur trajectoire et dans le volume des détecteurs est gardé. La géométrie des détecteurs est introduite dans GEANT sous forme de déclaration de volumes actifs. Le code GEANT discrétise les trajectoires des particules en fonction du temps et les différents processus et interactions sont évalués de façon probabiliste. Il crée les informations dites *Kinematics*, qui sont les caractéristiques des particules créées et les propriétés de la cinématique associée à ces particules filles vers les détecteurs.

Que ce soit pour les particules réelles ou simulées, à chaque étape et selon la tour où la particule est localisée, un *Hit* est généré lorsque la particule dépose son énergie, en conservant la référence à la particule dont le *Hit* est issu. Dans le cas des calorimètres (PHOS et EMCAL), le *Hit* est l’énergie déposée dans l’ensemble du volume actif d’un élément de détection. Les traces générées et les caractéristiques des *Hits* dans les détecteurs sont stockées dans des arbres. Quand une trace sort d’un volume actif du détecteur ou est stoppée à l’intérieur de celui-ci, les informations telles que la perte d’énergie dans un scintillateur, le temps de vol, l’impulsion de la particule sont écrites dans l’arbre de *Hits* de l’évènement considéré.

### Digits et SDigits

Dans un deuxième temps, la réponse électronique du détecteur est prise en compte. Le détecteur transforme l’énergie déposée en un signal électrique (par l’intermédiaire des APD dans le cas d’EMCAL). Puis le système électronique numérise ce signal électrique : le *Hit* est transformé en nombre entier et devient un “*Digit*”. La transformation des *Hits/tracks* en *Digits/détecteurs* est notée sur la figure 5.7 comme la réponse à la désintégration (*disintegrated response*).

Il existe deux types de *Digits* : les *Digits* simples et les *Digits* sommables ou *SDigits* (*Summable Digits*), la somme des *Hits* qui tombent dans la même tour. Les *SDigits* sont utilisés pour constituer un “mélange d’évènements”. Dans cette technique, le signal d’un évènement est ajouté à celui d’un évènement sous-jacent qui constitue généralement le bruit de fond. Cette technique permet des économies substantielles de ressources informatiques. Dans le cas des simulations, les *SDigits* donnent des résultats similaires à ceux qui seraient obtenus dans une prise de données réelles.

Après la création des *Digits*, les chaînes de reconstruction et d'analyse peuvent être utilisées pour évaluer les performances des détecteurs et des algorithmes. La reconstruction peut être faite à partir des *Digits* ou des données brutes, réelles ou simulées. Un aspect différenciant les *Digits* des données brutes (*Raw data*) produites par les détecteurs est que l'information sur les particules générées (Monte Carlo *truth*) est conservée comme donnée par la suite.

### La reconstruction

La figure 5.7 illustre les différentes étapes de la reconstruction. La reconstruction est un ensemble d'algorithmes propres à chaque sous-détecteur opérant la transformation des données simulées ou réelles issues d'un détecteur, en grandeurs physiques significatives qui seront utilisées par les analyses ultérieures. Pour chaque fichier d'entrée, la reconstruction utilise les *Digits* dans un format root spécifique, plus pratique pour le développement. Les fichiers de sortie de la reconstruction sont les ESD (*Event Summary Data*) qui contiennent les traces reconstruites des particules chargées (avec les identifications correspondant aux particules), les topologies de cascades et les reconstructions de particules neutres dans les calorimètres.

### Les traces

Les traces, ou "*reconstructed tracks*", représentent des particules chargées qui ionisent des détecteurs de gaz et/ou de silicium et dont l'impulsion est obtenue à partir de leur courbure à l'intérieur du champ magnétique de l'expérience. Les traces sont obtenues par l'intermédiaire d'un ensemble de paramètres (comme la courbure et les angles par rapport aux coordonnées du détecteur) de la trajectoire de la particule qui passe par différents points reconstruits. Cette reconstruction de traces concerne les différents détecteurs impliqués dans la trajectographie d'ALICE (ITS et TPC). Le principe de recherche de traces repose sur une méthode locale basée sur le filtre de Kalman : celui-ci commence à partir de la couche externe de la TPC (la densité de traces y est plus faible) où il sélectionne les traces candidates et les prolonge dans tout le volume de la TPC, vers l'intérieur. Quand cette recherche est arrivée au rayon interne de la TPC, l'algorithme de reconstruction des traces tente de propager les traces vers l'ITS en plusieurs passages : avec et sans contrainte sur la position du vertex. À partir des traces supposément primaires trouvées, l'algorithme de reconstruction de traces donne une estimation beaucoup plus précise de la position du vertex primaire. C'est à partir de cette dernière qu'il effectue un deuxième passage, de l'intérieur vers l'extérieur cette fois, par l'ITS, la TPC et les autres sous-détecteurs (TRD, TOF...). Pour finir, un dernier passage est effectué, de l'extérieur vers l'intérieur, pour obtenir les paramètres des traces au niveau du vertex. En plus de la position spatiale des traces reconstruites, l'algorithme permet d'obtenir une identification des particules. Dans l'ITS et la TPC, celle-ci est obtenue par la perte d'énergie par unité de distance ( $dE/dx$ ) qui est valable, normalement, pour des faibles impulsions. Dans le cas d'impulsions de valeur plus élevée, l'identification se fait de manière plus efficace avec le HMPID et le TOF. Toutes ces informations d'identification sont combinées sous forme d'une approche de type Bayésien, associant finalement à chaque trace reconstruite les probabilités d'être telle ou telle particule.

### Les AODs (Analysis Object Data)

L'objet ultime de la reconstruction est l'AOD, qui sera utilisé par l'utilisateur final pour réaliser son analyse physique finale. Les AODs sont obtenus en filtrant les informations des ESDs (vertex, traces, clusters ...) et en produisant des objets de reconstruction de haut-niveau consistant en un quadri-moment et une identification (hadron X, photon, électron, jet ...). La structure de l'AOD dans ALIROOT est le même que celui des ESD : les données persistantes sont des branches d'un tree (`treeAOD`).

## 5.2.2 Le signal dans EMCAL

Nous décrivons ici le cas particulier du signal (réel ou simulé) reçu dans EMCAL et formant la gerbe électromagnétique qui a été expliquée dans le chapitre 3. Ce calorimètre qui permet la mesure des photons et mésons neutres avec une bonne résolution en énergie et en position, donne aussi accès aux observables globales, intéressantes pour la caractérisation des événements, comme l'énergie électromagnétique transverse et la multiplicité à mi-rapacité. La géométrie exacte (totale) d'EMCAL est implémentée dans ALIROOT. Comme expliqué précédemment, le dépôt d'énergie dans les matériaux est calculé par le programme Monte Carlo de transport de particules, GEANT3, et est converti en information numérique, comparable aux données réelles. L'algorithme GEANT3 enregistre à chaque étape de la trajectographie un *Hit*, décrit par l'énergie déposée, la position, le temps et la particule primaire, qui a

généralisé le *Hit*. L'énergie déposée,  $E_d$ , est numérisée et convertie en une amplitude. Le nombre moyen de photons de scintillation  $\langle N_\gamma \rangle$ , collectés par l'APD, est calculé par :

$$\langle N_\gamma \rangle = E_d \cdot N_\gamma^{chap} \cdot \epsilon_{APD} \cdot e^{-A_a \cdot d} \quad (5.1)$$

où  $N_\gamma^{chap} = 4.7 \times 10^4 \text{ } \gamma/\text{GeV}$  est le nombre moyen de photons de scintillation par unité d'énergie déposée,  $\epsilon_{APD} = 0.0266$ , est la photo-efficacité de l'APD,  $A_a = 0.0045$ , est le facteur d'atténuation des photons de scintillation et  $d$  est la distance du *Hit* à l'APD. L'amplitude  $A$  du signal des APD, est calculée à partir du nombre de photons  $n_\gamma$ , calculés aléatoirement à partir d'une distribution de Poisson, de valeur moyenne  $N_\gamma^{chap}$ , comme :

$$A = n_\gamma \cdot G_{APD} \cdot C \quad (5.2)$$

où  $G_{APD} = 30$  est le gain photo-électrique de l'APD et  $C = 0.13418/N_\gamma^{chap}$  le facteur de conversion du signal des photo-électrons en GeV.

Même si les particules que reçoit le calorimètre développent une gerbe électromagnétique et que le nombre de *Hits* est par conséquent très élevé, l'algorithme ne garde qu'un seul *Hit* par particule primaire et par volume actif. Un *Hit* dans EMCAL correspond alors à la somme de l'énergie déposée par une particule primaire donnée et le temps correspond au temps auquel la particule entre dans le volume : une particule primaire peut générer plusieurs *Hits* dans différents volumes et il peut aussi y avoir plusieurs *Hits* dans un seul volume, provenant de différentes particules primaires. Les *SDigits* dans un même volume actif sont regroupés en un seul *Digit* en sommant toutes les énergies déposées.

### 5.2.3 Algorithme de clusterisation

Les calorimètres ne sont pas des détecteurs de reconstruction de traces, mais d'agrégats, c'est-à-dire des dépôts d'énergie à l'intérieur de points voisins du volume actif du détecteur, où les particules ont interagi. C'est à partir de la considération de ces agrégats que nous allons pouvoir identifier des photons. Un agrégat correspond à un ensemble de tours EMCal adjacentes dont la valeur ADC est supérieure à un seuil de bruit (fixé à l'heure actuelle à 100 MeV pour les collisions  $p-p$ ). Deux tours sont adjacentes si elles partagent un côté. Il est supposé que les *Digits* correspondant à ces tours ont été générés par la même particule traversant un élément actif du détecteur. Il s'agit de la première étape de la reconstruction, réalisée séparément pour chaque détecteur sans échanger d'information entre eux. Différents algorithmes (en développement) sont utilisés pour éviter les recouvrements de deux agrégats provenant de deux particules différentes, en particulier dans le cas des collisions d'ions lourds à haute multiplicité.

#### Position de l'agrégat

La méthode la plus robuste pour estimer les coordonnées d'une particule incidente créant un agrégat est de calculer le centre de gravité de la gerbe électromagnétique qu'elle crée en interagissant dans le détecteur, soit :

$$x_{rec} = \frac{\sum x_i w_i}{\sum w_i} \quad (5.3)$$

où  $x_i$  est la coordonnée  $x$  du centre du module  $i$  et  $w_i$  un poids associé à la quantité d'énergie déposée :  $w_i = E_i/E_T$ , avec  $E_i$ , l'énergie déposée dans le module  $i$  et  $E_T = \sum E_i$ .

Pour estimer la coordonnée incidente, il est possible d'utiliser l'équation 5.3. Mais au lieu d'utiliser un poids linéaire, les poids sont calculés à partir de l'équation 5.4 :

$$w_i = \max \left[ 0, w_0 + \log \left( \frac{E_i}{E_T} \right) \right], \quad (5.4)$$

où  $w_0$  est un paramètre libre, dont la valeur ici est de 4.5.

D'autres paramètres qui caractérisent la forme de l'agrégat sont calculés :

– **la dispersion latérale  $d$  dans le plan  $(x, y)$**  mesurée dans la surface EMCal

$$d = \frac{\sum_{digit} w_i [(x_i - x_{rec})^2 + (y_i - y_{rec})^2]}{\sum_{digit} w_i} \quad (5.5)$$

- **la forme de la surface**, l'intersection du cône contenant la gerbe avec le plan du calorimètre. Cette surface peut être exprimée en terme de matrice de covariance :

$$S = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{yx} \\ S_{xy} & S_{yy} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

$$S_{xx} = \langle (x - \bar{x})^2 \rangle = \frac{\sum_{digit} w_i x_i^2}{\sum_{digit} w_i} - \left( \frac{\sum_{digit} w_i x_i}{\sum_{digit} w_i} \right)^2 \quad (5.7)$$

et avec des définitions similaires pour  $S_{yy}$ ,  $S_{xy}$  et  $S_{yx}$ .

Dans ce cas,  $\langle \rangle$  signifie une moyenne avec pondération logarithmique comme cela est défini dans l'équation 5.4. Les axes principaux de la surface de la gerbe sont les vecteurs propres de la matrice de covariance (5.6) avec comme valeurs propres  $\lambda_0$  pour le grand axe et  $\lambda_1$  pour le petit.

### 5.2.4 Discrimination entre photons et particules chargées

Comme nous l'avons vu, EMCAL est sensible aux particules produisant une gerbe électromagnétique, les photons, mais aussi les électrons et positrons, ainsi que quelques hadrons et muons qui déposent une petite partie de leur énergie dans le calorimètre, située au minimum d'ionisation (MIP). Ces deux types de gerbes peuvent être différenciés grâce à leur vitesse de propagation, puisque qu'une gerbe électromagnétique se déplace plus vite qu'une gerbe hadronique. Le développement longitudinal d'une gerbe hadronique est caractérisé par la longueur d'absorption nucléaire  $\lambda_{int}$ . Puisque  $\lambda_{int}$  est bien supérieure à la longueur de radiation des matériaux d'EMCAL ( $\lambda_{int} \approx 20 X_0$ ), une gerbe hadronique se développe plus profondément dans un milieu qu'une gerbe électromagnétique. Ainsi, une gerbe hadronique a une forme plus large et une étendue plus profonde que la gerbe électromagnétique au niveau d'un calorimètre. Notons aussi que la fluctuation du développement de la gerbe hadronique est très grande et c'est la raison pour laquelle la mesure d'énergie d'un hadron est moins précise que celle d'une particule électromagnétique au sein d'un calorimètre. Il s'agit à présent de savoir comment distinguer les particules qui produisent toutes des gerbes électromagnétiques : les photons, les électrons, les positrons et les pions neutres.

Tout d'abord intéressons-nous à la discrimination entre photons et électrons/positrons.

Il est difficile d'identifier un photon d'un électron sans avoir recours au système de trajectographie (la TPC et l'ITS). De part sa neutralité électrique, le photon n'interagit pas dans le système de trajectographie contrairement à l'électron (ou le positron) qui y sera détecté avant de former une gerbe électromagnétique dans EMCAL. Ainsi, au niveau de chaque agrégat dans EMCAL, il y a vérification préalable qu'aucune trace chargée ne lui est associée dans le système de trajectographie. Il est nécessaire pour cela de maîtriser en premier lieu l'identification des particules dans le système de trajectographie d'ALICE. L'efficacité d'identification des particules chargées, la trajectographie dans la TPC est d'environ 90% et lorsqu'on combine la TPC avec l'ITS elle reste environ égale à 90%, comme on peut le voir sur la figure 5.8.

L'algorithme d'association de traces se réalise suivant les étapes suivantes :

La procédure prend une trace reconstruite dans le système de trajectographie et extrapole sa direction jusque dans EMCAL. Si la distance entre la position de la trace extrapolée et celle de tout agrégat est plus petite qu'une certaine valeur (d'environ la taille d'une tour) alors la trace est considérée comme associée à l'agrégat. Puis les correspondances trace-agrégat sont comparées entre elles et uniquement les paires les plus proches sont retenues, ce qui élimine les paires en compétition.

Pour définir l'efficacité de la méthode d'association des traces avec les clusters d'EMCAL, il est demandé d'avoir des traces bien reconstruites dans la TPC (50 *Hits* minimum), dans l'ITS (3 *Hits* minimum) et extrapolées dans un volume fiduciaire d'EMCAL. L'efficacité de cette méthode pour les électrons et les pions chargés est montrée sur la figure 5.9. Elle est d'environ 80% pour les électrons et d'environ 60% pour les pions d'impulsion transverse plus grande que 5 GeV/c.

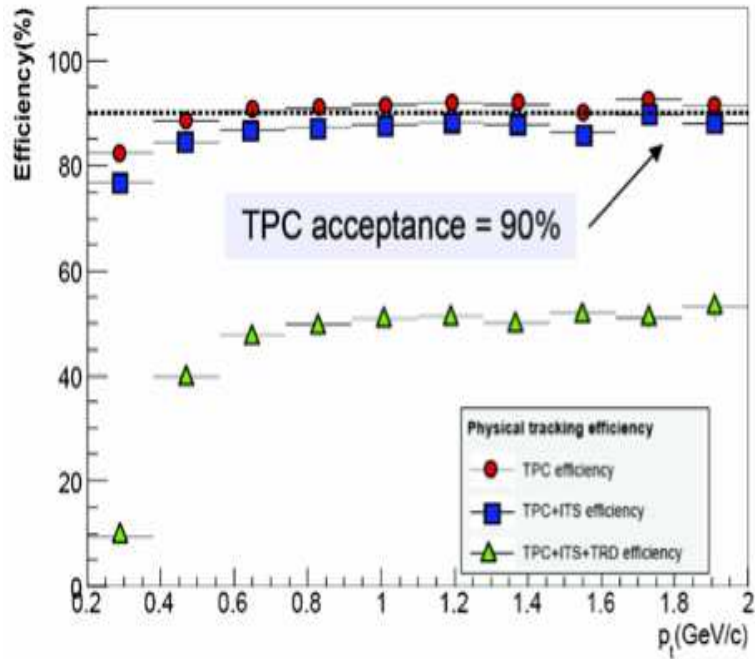


FIGURE 5.8 – Efficacité d’identification des particules chargées dans différents détecteurs du système de trajectographie interne d’ALICE en fonction de l’impulsion transverse des particules [101].

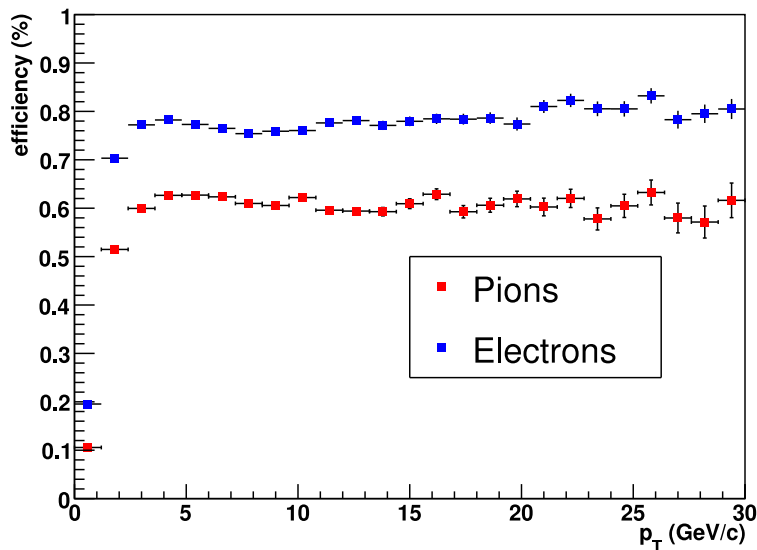


FIGURE 5.9 – Efficacité d’association des traces pour les électrons et les pions chargés en collisions  $p$ - $p$ . La figure est extraite de [101].



### 5.2.5 Les pertes de photons

Parmi tous les photons produits dans une collision, tous ne seront pas retrouvés dans le calorimètre. De nombreux photons sont “perdus” en cours de route, pour différentes raisons :

- Les sélections au niveau du déclenchement (*trigger*) qui ne laisse pas passer tous les évènements.
- Les effets liés à l’appareillage, comme le temps de montée du détecteur, ou comme les seuils en énergie de détection sont parfois trop grands pour détecter les particules les moins énergétiques.
- Les problèmes d’acceptance : selon l’acceptance du détecteur considéré, de nombreuses particules ne seront pas détectées. Pour EMCAL, qui est non-hermétique, un certain nombre de photons ne sont pas détectés. Nous reviendrons sur cela dans le chapitre suivant.
- Les problèmes dûs à la mesure de l’énergie (étalonnage et reconstruction) peuvent entraîner des erreurs dans la répartition des particules en fonction de leur énergie dans un spectre.
- Les photons peuvent se convertir dans les matériaux précédant le calorimètre en une paire  $e^+e^-$  (cf figure 5.10). Ils ne parviennent donc pas jusqu’à EMCAL. La fraction de ces photons qui se convertissent dans les différents détecteurs avant EMCAL a été étudiée. Elle est représentée sur la figure 5.11. On voit que  $\sim 10\%$  des photons se convertissent dans l’ITS et/ou la TPC. Le cas des conversions dans le TRD et le TOF, plus proches d’EMCAL et sans information du système de trajectographie, sont des cas particuliers que nous traiterons séparément (voir chapitre suivant).
- Enfin, une perte non négligeable est due tout simplement à l’identification des photons en elle-même. Parmi les photons parvenant à atteindre EMCAL, tous ne seront pas identifiés comme tels. Le principal problème vient du bruit de fond des  $\pi^0$  se désintégrant en deux photons. C’est la méthode d’identification utilisée qui permet d’identifier les vrais photons et de rejeter ceux de décroissance. Cependant il arrive que l’on ne parvienne pas à identifier tous les bons photons et à l’inverse que l’on compte les mauvaises particules. C’est pourquoi il est nécessaire d’étudier l’efficacité et la pureté du lot d’évènements pour une méthode donnée. L’identification entre photons et  $\pi^0$  fait l’objet de la section suivante.

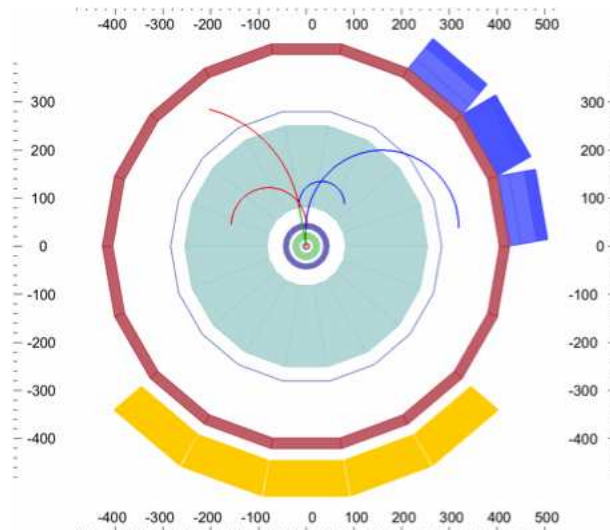
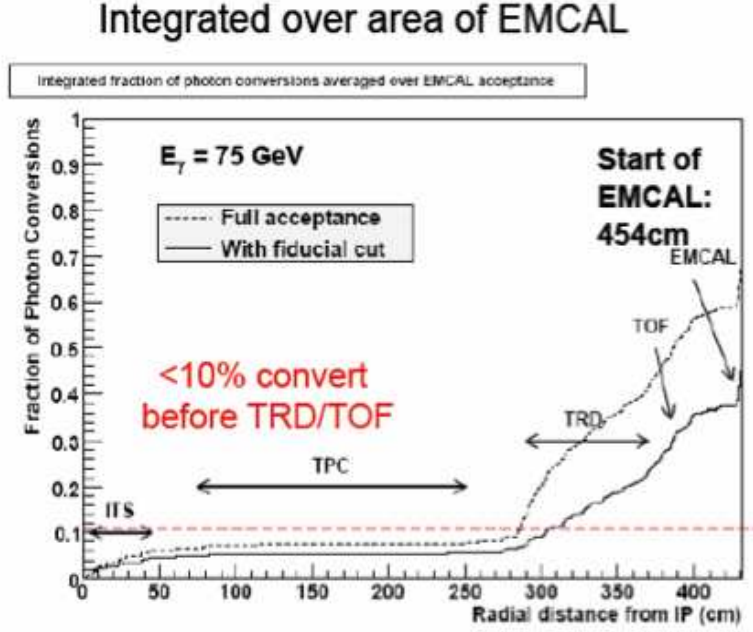


FIGURE 5.10 – Schéma d’une conversion  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  dans le système de trajectographie.



**FIGURE 5.11** – Probabilité des photons de se convertir en une paire  $e^+e^-$  dans les différents détecteurs devant EMCAL en fonction de la distance au point d’interaction. La figure est extraite de [99].

### 5.3 Discrimination photons- $\pi^0$

Comme nous l’avons dit, les  $\pi^0$  représentent le bruit de fond majeur à la mesure des photons prompts. Nous explicitons ici la cinématique de décroissance des  $\pi^0$  en photons, puis nous présentons les différentes méthodes d’identification des  $\pi^0$  et des photons. L’utilisation d’un modèle jouet simple, permettant d’avoir une idée plus basique de l’identification des  $\pi^0$  au niveau du calorimètre, sera présentée.

#### 5.3.1 Etude cinématique de la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

L’objectif dans cette partie est de rappeler les mécanismes de désintégration du  $\pi^0$  en deux photons et d’établir les relations reliant les différents paramètres qui régissent cette désintégration : l’énergie du pion incident,  $E_{\pi^0}$ , celle des deux photons,  $E_1$  et  $E_2$  et l’angle formé par ces deux photons :  $\theta_{12}$  (avec  $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$ ). La figure 5.12 schématise cette désintégration.

L’expérimentateur travaille dans le référentiel du laboratoire. Il n’a accès dans un calorimètre qu’à la valeur de l’angle et de celle de l’énergie déposée par un photon. Il est donc judicieux de trouver des relations entre toutes les variables accessibles. Dans le référentiel du laboratoire  $P_1^2 = P_2^2$ , où  $P_1$  représente le quadrivecteur énergie-impulsion de la voie d’entrée,  $P_2$  celui de la sortie.

$$P_1^2 = M_{\pi^0}^2 = (m_{\pi^0}c^2)^2 \quad (5.8)$$

$$P_2^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 \quad (5.9)$$

d’où :

$$M_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2 - 2P_1P_2 \cos \theta_{12} \quad (5.10)$$

et

$$M_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos \theta_{12}) \quad (5.11)$$

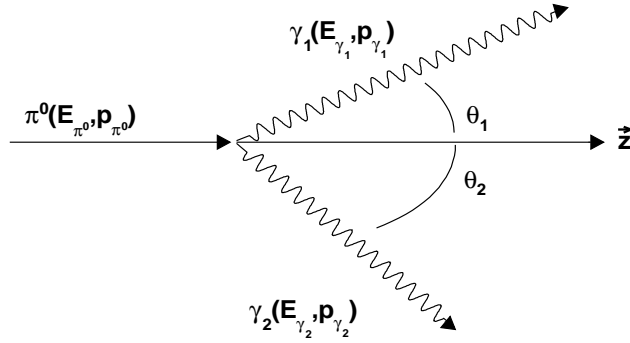


FIGURE 5.12 – Schéma de la désintégration d'un pion en deux  $\gamma$  dans le référentiel du laboratoire.

Avec l'identité trigonométrique  $1 - \cos\theta_{12} = \sin^2 \frac{\theta_{12}}{2}$ , l'équation devient :

$$\sin^2 \frac{\theta_{12}}{2} = \frac{M_{\pi^0}^2}{4E_1 E_2} \quad (5.12)$$

Soit, avec  $E = E_1 + E_2$ , l'équation de l'angle  $\theta_{12}$  en fonction de  $E_1$ ,  $E_2$  et  $M_{\pi^0}$  :

$$\sin^2 \frac{\theta_{12}}{2} = \frac{M_{\pi^0}^2}{4E_1(E - E_1)} \quad (5.13)$$

Donc plus l'énergie des pions incidents est grande et plus l'angle d'ouverture  $\theta_{12}$  a tendance à être faible. L'impulsion du  $\pi^0$ , en augmentant, impose aux photons de désintégration de suivre sa ligne de vol. On s'attend donc à de grandes énergies à ne plus pouvoir distinguer les deux photons. Ils seront vus comme une seule particule d'une certaine énergie, identifiée comme un agrégat. C'est le principal problème de l'identification des  $\pi^0$  à grande énergie.

Les angles minimaux sont atteints pour les désintégrations symétriques, c'est-à-dire dans le cas où les deux photons se partagent équitablement l'énergie du  $\pi^0$ . On remarque sur la figure 5.13, représentant  $\theta_{12}$  en fonction de l'énergie du  $\pi^0$  incident, qu'il s'agit du cas le plus probable de désintégration (le dégradé de couleur représentant le nombre de photons produits). On met alors en évidence la prévalence des photons produits aux petits angles. Il y a donc de manière statistique plus de photons produits près des valeurs minimales de  $\theta_{12}$ .

### 5.3.2 Identification des $\pi^0$ : notre modèle jouet

De façon à se faire une idée grossière des mécanismes d'identification des  $\pi^0$ , lorsque les deux agrégats commencent à se recouvrir (typiquement, après 10 GeV), nous considérerons dans ce modèle simple que la capacité d'identification des particules dépend uniquement de la taille des cellules  $\delta x$  du calorimètre et de leur distance au point de collision  $R$ . Nous considérons pour simplifier que la désintégration se produit uniquement dans le plan azimutal (angle  $\phi$ ). Ainsi, pour une cellule de détection de dimension transversale  $\delta x$ , son diamètre apparent vu du point de collision  $\delta\phi$  est :

$$\delta\phi = \arctan \frac{\delta x}{R}$$

La cinématique des réactions de désintégration impose un positionnement particulier des appareils dans une expérience. Il y a donc deux manières de moduler la finesse de détection qui ont chacune des limites imposées par des problèmes de coût et de faisabilité :

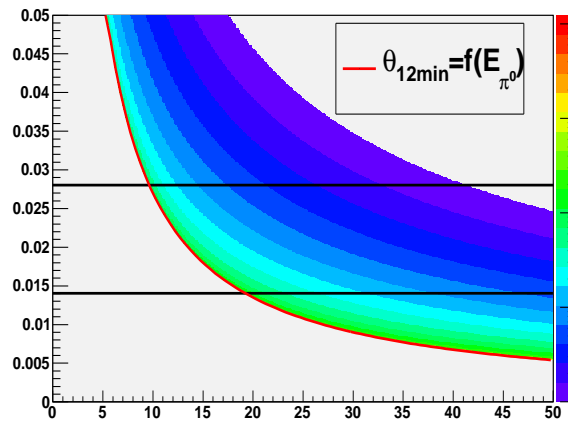


FIGURE 5.13 – Angle d’ouverture  $\theta_{12}$  entre les photons du  $\pi^0$  en fonction de l’énergie du  $\pi^0$ ,  $E_{\pi^0}$ . La ligne continue représente l’angle minimal de désintégration.

**Eloigner les détecteurs** On peut tout d’abord augmenter la distance du détecteur  $R$  au point de vertex et ainsi améliorer le pouvoir de résolution du calorimètre sans changer les appareils. Cependant, une valeur de  $R$  élevée réduit significativement l’acceptance de détection (diminution de l’angle solide) et impose souvent une quantité de matériaux à traverser plus importante, ce qui favorise les conversions internes et donc réduit le nombre de particules arrivant à la surface du calorimètre.

**Améliorer la granularité** L’autre solution est de diminuer la taille des cellules de base de notre détecteur, cela permet de maintenir une certaine compacité du tout. Cette option contraint à multiplier par miniaturisation le nombre de modules de détection, les dispositifs de traitement, l’électronique, etc.

Ces deux aspects constituent des éléments primordiaux pour la capacité d’identification des particules dans un calorimètre.

#### Scénario “tout ou rien” :

La figure 5.14 montre le cas de deux photons touchant le centre de deux tours adjacentes. La distance entre les deux photons représente donc la taille d’une tour.

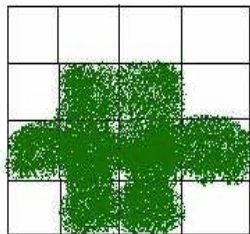


FIGURE 5.14 – Une gerbe électromagnétique formée par deux photons séparés d’une tour : ils touchent chacun le centre de deux cellules adjacentes d’un côté.

Deux angles pertinents apparaissent pour résoudre les deux photons du  $\pi^0$  formant un agrégat allongé par une méthode simple :

- Un angle minimum  $\theta_{min}$  d’ouverture entre les photons qui permet une forme d’agrégat plus allongée qu’un agrégat photon.

- Un angle maximum  $\theta_{max}$  d'ouverture entre les photons au-delà duquel les photons seront dissociés et l'agrégat aura à nouveau exactement la même forme qu'un agrégat photon, une forme sphérique. Dans ce cas les deux photons sont bien séparés et la reconnaissance des  $\pi^0$  par masse invariante (voir section suivante) doit être bonne.

Le choix naturel pour l'angle  $\theta_{min}$  est :

$$\theta_{min} = \frac{\delta x}{R} \quad (5.14)$$

avec pour EMCAL,  $\delta x = 6$  cm et  $R = 4.3$  m, il vient  $\theta_{min} = 14$  mrad. Posons donc  $\theta_{min}$  la dimension longitudinale d'une cellule d'EMCAL de taille 14 mrad.

L'angle  $\theta_{max}$  est, quant à lui, défini comme :

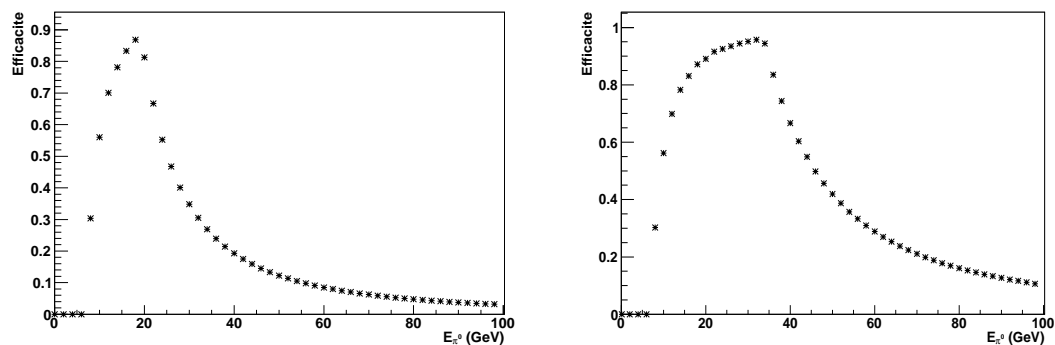
$$\theta_{max} = \frac{n \times \delta x}{R} \quad (5.15)$$

avec  $n$ , le nombre de cellules correspondant au rayon de la gerbe électromagnétique du photon. Nous prendrons la valeur de 40 mrad pour  $\theta_{max}$  (ce qui correspond à environ 2.5 tours).

Nous avons tenté de bâtir un **scénario d'identification des pions neutres "tout ou rien"** :

**Si  $\theta_{min} < \theta_{12} < \theta_{max}$  on identifie le  $\pi^0$ . Sinon on ne l'identifie pas.**

Cela revient donc à demander que la distance entre les deux photons soit supérieure à au moins la taille d'une cellule et inférieure à la taille d'environ 2.5 cellules. Reprenons la figure 5.13. Les droites horizontales correspondent aux dimensions d'une cellule de détection d'EMCal (0.014 radians). Deux droites correspondent à deux cellules, etc. On peut déjà comprendre que cette approche simplifiée rejette une partie non négligeable des photons de décroissance de  $\pi^0$ . Nous définissons l'efficacité d'identification des photons du  $\pi^0$  comme le rapport du nombre de photons qui passent ces critères : séparés d'un angle d'ouverture supérieur à 14 mrad et inférieur à 40 mrad sur le nombre total de photons. La figure 5.15 montre à gauche le résultat de l'efficacité obtenue pour ce modèle jouet. Elle augmente fortement à partir de 5 GeV pour former un maximum pour une énergie du  $\pi^0$  d'environ 20 GeV et décroît progressivement en fonction de l'énergie de ce dernier. Il est possible de jouer avec les paramètres du modèle en changeant les valeurs des angles  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$ . Par exemple pour reproduire l'effet de plateau que l'on obtient pour la courbe d'efficacité réaliste, nous pouvons prendre pour  $\theta_{min}$  la valeur de la taille d'une demi-cellule : 7 mrad. La figure 5.15 montre à droite la forme de l'efficacité obtenue dans ce cas-là. Elle est supérieure à 50% pour la gamme en  $p_T$  située d'environ 10 à 35 GeV/c.



**FIGURE 5.15** – Efficacité d'identification des  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  par notre modèle jouet en fonction de l'énergie du  $\pi^0$ , basée sur un angle entre les deux photons de la taille de la cellule (à gauche) et de celle d'une demi-cellule (à droite).

Sur la figure 5.16, nous répétons l'exercice, mais en testant cette fois-ci l'identification des mésons  $\eta$ , la deuxième particule majoritairement présente dans le bruit de fond des photons de décroissance. En appliquant la

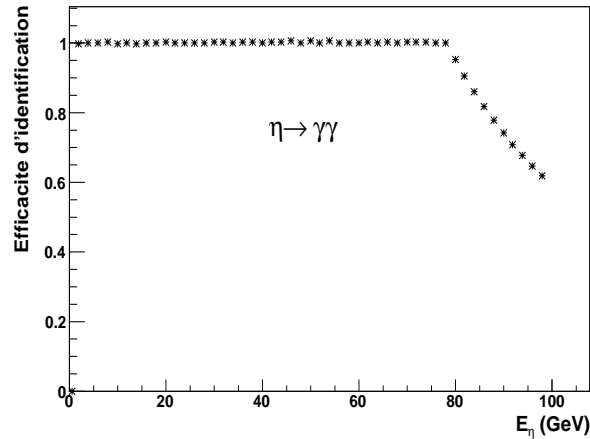


FIGURE 5.16 – Efficacité d'identification des  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  par notre modèle jouet en fonction de l'énergie du  $\eta$ , basée sur un angle entre les deux photons de la taille de la cellule

méthode (équation 5.13) pour la masse du  $\eta$  ( $m_\eta = 550 \text{ MeV}/c^2$ ), avec les mêmes coupures en  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$ , on trouve le résultat montré. Le fait que la masse du  $\eta$  soit environ 4 fois celle du  $\pi^0$  entraîne un angle d'ouverture plus grand, jusqu'à 4 fois de plus grandes énergies, permettant d'identifier le  $\eta$  jusqu'à environ 80 GeV, dans notre modèle jouet. Ainsi, son identification pouvant être raisonnablement considérée comme non-problématique jusqu'à 80 GeV, nous avons négligé ce bruit de fond.

Une approche simple consistant à prendre des critères basiques comme la taille des cellules peut donc être instructive pour mieux appréhender le problème de l'identification des photons du  $\pi^0$ .

### 5.3.3 Les différentes méthodes d'identification

Dans cette partie, nous indiquons les méthodes traditionnelles d'identification utilisées dans l'environnement d'analyse d'ALICE et leurs résultats. Ces derniers tiennent compte de la reconstruction des photons et des  $\pi^0$  dans le calorimètre. Nous avons vu que la forme des agrégats provenant d'un  $\pi^0$  dans EMCAL évolue en fonction de l'énergie de ce dernier. À bas  $p_T$ , le  $\pi^0$  se désintègre en deux agrégats sphériques, à  $p_T$  plus élevés les agrégats commencent à se superposer et forment un agrégat de forme ellipsoïdale et enfin à haut  $p_T$ , les agrégats sont parfaitement superposés. En fonction de l'énergie du  $\pi^0$ , différentes méthodes d'identification sont donc employées.

#### 5.3.3.1 Technique de la masse invariante à bas $p_T$

Dans la région en impulsion transverse de  $1 < p_T \leq 10 \text{ GeV}/c$ , les  $\pi^0$  peuvent être identifiés dans EMCAL par l'analyse de la masse invariante entre les différentes paires de photons détectés dans le calorimètre. Cette limite maximale en  $p_T$  est dictée par la granularité spatiale d'EMCAL. En dessous d'environ 10 GeV, les photons sont suffisamment séparés, d'une distance supérieure à environ 2 tours (voir figure 5.13), pour utiliser cette technique. La figure 5.17 présente schématiquement un cas typique de désintégration où l'analyse par masse invariante sera appliquée.

La technique de la masse invariante se décompose en plusieurs étapes :

- Il s'agit tout d'abord de considérer toutes les combinaisons deux à deux des amas se trouvant dans un événement pour reconstituer leur masse invariante. Pour deux agrégats photons, celle-ci s'écrit :

$$M_{inv} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})} \quad (5.16)$$

où  $\theta_{12}$  est l'angle entre les deux photons et  $E_1, E_2$  leurs énergies respectives. Cette masse invariante devrait être égale à la masse du  $\pi^0$  au repos soit  $134,94 \text{ MeV}/c^2$ .

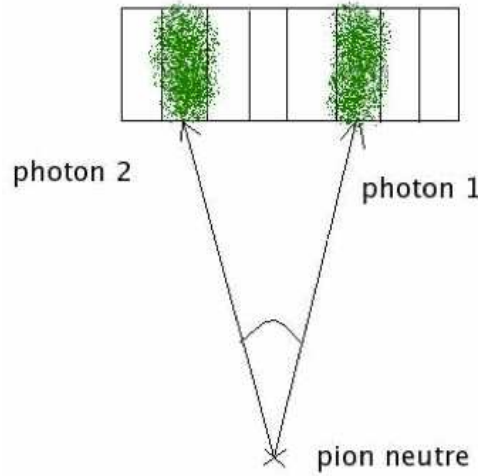


FIGURE 5.17 – Cas d’une configuration où les deux photons du  $\pi^0$  forment deux agrégats bien séparés et où l’analyse par masse invariante pourra être appliquée.

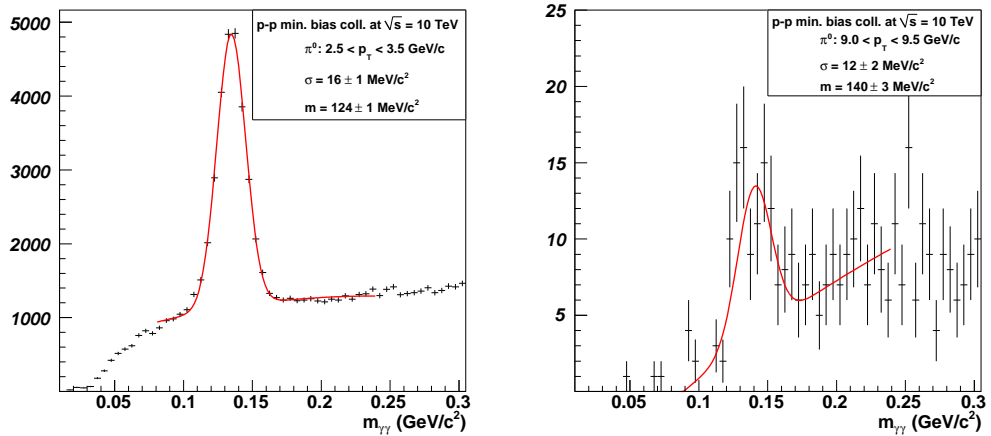


FIGURE 5.18 – Distributions en masse invariante des paires de photons d’impulsion transverse  $2.5 < p_T < 3.5$  GeV/c (à gauche) et  $9 < p_T < 9.5$  GeV/c (à droite) pour des collisions  $p$ - $p$  de biais minimum à  $\sqrt{s} = 10$  TeV. La figure est extraite de [101].

- Une fois le spectre de la masse invariante établi, la soustraction du bruit de fond formé par les mauvaises combinaisons de particules, ne provenant pas de la décroissance d’une même particule mère, est effectué. Dans le spectre de masse invariante, il existe en effet beaucoup plus de combinaisons de paires dues à la détection de plusieurs particules (essentiellement photon ou électron) dans le même évènement.

La figure 5.18 présente à titre d’exemple la reconstruction par calcul de la masse invariante des paires d’agrégats EMCAL, dans deux régions en impulsion transverse différentes, ainsi que l’ajustement par une fonction polynomiale du bruit de fond. Cette étude a été utilisée avec 34 millions d’évènements  $p$ - $p$  de biais minimum avec PYTHIA pour une énergie de 10 TeV. Le pic  $\pi^0$  est bien identifié pour des impulsions transverses plus basses ( $3 < p_T < 3.5$  GeV/c) mais est plus difficile à identifier pour des impulsions plus élevées ( $9 < p_T < 9.5$  GeV/c), quand les photons commencent à se superposer.

L’efficacité d’identification des  $\pi^0$  par masse invariante dans EMCAL est d’environ 60% pour la gamme en impulsion transverse comprise entre 1 et 10 GeV/c [101]. La perte d’efficacité est due principalement aux pertes de photons qui sortent de l’acceptance, étant donné que plus l’impulsion transverse diminue, plus l’on a de chances



d'être en présence de désintégrations très asymétriques, où les photons sont séparés par un  $\theta_{12}$  grand. Ces pertes, dues à l'acceptance limitée d'EMCAL ne facilitent ni l'identification ni l'isolement des photons. De nombreux photons du  $\pi^0$  sont retrouvés isolés, par perte de leur partenaire à l'extérieur d'EMCAL. Pour cette raison, nous ne considérerons pas dans la suite l'isolement en dessous des  $p_T$  inférieurs à 10 GeV/c et nous utiliserons donc une autre méthode d'identification, appliquée après 10 GeV/c, décrite plus bas.

### 5.3.3.2 Identification de la forme de la gerbe à $p_T$ intermédiaires

#### Méthode générale

Au-delà de 10 GeV, les photons commencent à se recouvrir, pour former un agrégat allongé. Nous présentons ici la méthode générale d'identification (PID) des particules basée sur la théorie bayésienne des probabilités extraite de [101], appliquée pour les  $\pi^0$  d'impulsion transverse :  $10 < p_T < 50$  GeV/c.

Dans cette approche, des poids de PID sont assignés à chaque particule reconstruite dans l'acceptance d'EMCAL. Ces poids peuvent être également combinés avec ceux provenant du système central de trajectographie d'ALICE. Pour chaque agrégat d'EMCAL, le poids de PID, ou probabilité d'être une particule d'un certain type, est calculé. Cette technique est décrite dans le *Physics Performance Report* d'ALICE [82, 81]. Elle a été développée tout d'abord pour PHOS et a ensuite été appliquée à EMCAL. La méthode est basée sur une analyse de la forme de la gerbe utilisant la valeur du carré du grand axe de l'ellipse de la gerbe,  $\lambda_0^2$  (en unités de taille de tour), pris comme paramètre discriminant (cf figure 5.19).

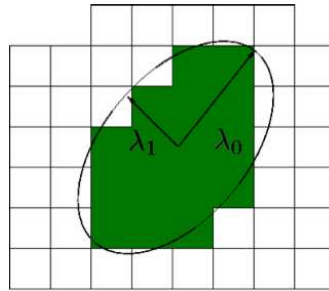


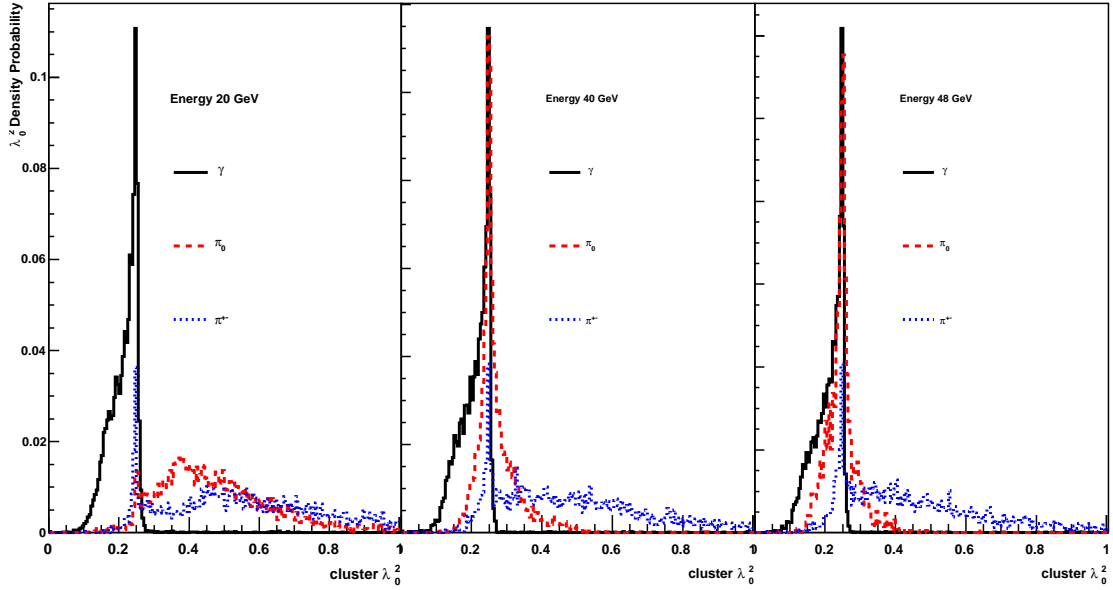
FIGURE 5.19 – Gerbe électromagnétique et ses axes principaux.

Les photons et les  $\pi^0$  de grandes impulsions transverses sont générés avec des énergies uniformément distribuées sur un intervalle de 10 à 50 GeV et analysés dans l'acceptance d'EMCAL. Pour l'analyse montrée ici, aucun autre détecteur n'est présent avant EMCAL. Des pions chargés ( $\pi^\pm$ ) ont également été générés avec une distribution en énergie uniforme dans l'intervalle [10-100] GeV. Les photons,  $\pi^0$  et  $\pi^\pm$  ont été mélangés dans des collisions  $p-p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV réalisées avec PYTHIA (événements di-jets avec un jet dans l'acceptance d'EMCAL et de  $\hat{p}_T$  compris entre 30 et 1000 GeV/c).

Les distributions en densité de probabilité  $P(\lambda_0^2|i)$ , qui représentent la probabilité qu'une particule  $i$  ait un  $\lambda_0^2$  donné, en fonction de ce  $\lambda_0^2$ , sont calculées pour chaque agrégat<sup>1</sup>. La figure 5.20 montre les distributions en  $\lambda_0^2$  pour les photons, les  $\pi^0$  et les pions chargés d'énergie 20, 40 et 48 GeV. Elles sont paramétrisées par une distribution de Landau et/ou une gaussienne. On constate que, en fonction de l'énergie, les distributions de  $\lambda_0^2$  des  $\pi^0$  ressemblent nettement de plus en plus à celles des photons. A 48 GeV, la plupart des  $\pi^0$  ont un  $\lambda_0^2$  plus petit que 0.25. Pour des impulsions supérieures à  $\simeq 50$  GeV/c, les gerbes générées par les photons et les  $\pi^0$  sont totalement superposées dans EMCAL et un critère basé sur la forme de la gerbe ne peut plus être utilisé<sup>2</sup>.

1. Si le nombre de tours dans un agrégat est inférieur à 2, la forme de la gerbe n'est pas suffisamment discriminante pour identifier les particules et la méthode n'est pas appliquée.

2. À grandes impulsions transverses, des coupures d'isolement permettent de discriminer photons et  $\pi^0$  (voir section 5.4)



**FIGURE 5.20** – Distributions en  $\lambda_0^2$  pour des photons,  $\pi^0$  et hadrons chargés, pour des agrégats dans EMCAL d'énergie 20, 40 et 48 GeV. Les photons sont représentés par la ligne continue, les pions neutres par les pointillés les plus larges et les pions chargés par les pointillés les plus serrés. La figure est extraite de [101].

Basés sur ces distributions, les poids de PID, représentant la probabilité pour un agrégat d'être un photon, un  $\pi^0$  ou un hadron chargé, sont assignés à chaque agrégat. Ils sont calculés, pour chaque agrégat, comme suit :

$$W(i) = \frac{P(\lambda_0^2|i) \cdot P(cluster|i)}{\sum_s P(\lambda_0^2|s) \cdot P(cluster|s)} \quad (5.17)$$

avec  $P(cluster|i)$  qui représente la probabilité qu'une particule développe un cluster pour une certaine énergie reconstruite. Dans le cas des photons et  $\pi^0$ , la probabilité  $P(cluster|i)$  est fixée à 1, puisque ces deux types de particules développent toujours une gerbe dans EMCAL pour les grandes énergies. C'est le produit des deux densités de probabilité, normalisé par la somme de ces produits, pour toutes les espèces de particules

L'efficacité d'identification est définie comme la probabilité d'identifier correctement une particule de type  $i$ , c'est-à-dire comme le rapport :

$$\frac{\text{Clusters générés par des particules de type } i \text{ et identifiés comme de type } i}{\text{Clusters générés par des particules de type } i}. \quad (5.18)$$

La pureté est définie comme le rapport :

$$\frac{\text{Clusters générés par des particules de type } i \text{ et identifiés comme de type } i}{\text{Clusters identifiés comme de type } i}. \quad (5.19)$$

La décision d'identification de type  $i$  est prise en choisissant le type qui donne le plus grand poids, pourvu que celui-ci soit supérieur ou égal à un seuil (pris ici égal à 0.35).

L'efficacité et la pureté d'identification des photons et des  $\pi^0$  par cette méthode sont présentées sur la figure 5.21. L'efficacité d'identification des photons obtenue en collisions  $p$ - $p$  est très bonne, meilleure que 90% sur toute la gamme en énergie considérée, de 5 à 50 GeV. Cependant, comme on le voit, au-delà de 45 GeV, l'efficacité commence à chuter brutalement (elle n'est pas représentée ici plus loin que 50 GeV), car la méthode n'est pas optimisée pour permettre une distinction entre photons et photons du  $\pi^0$  à de plus grandes impulsions transverses,

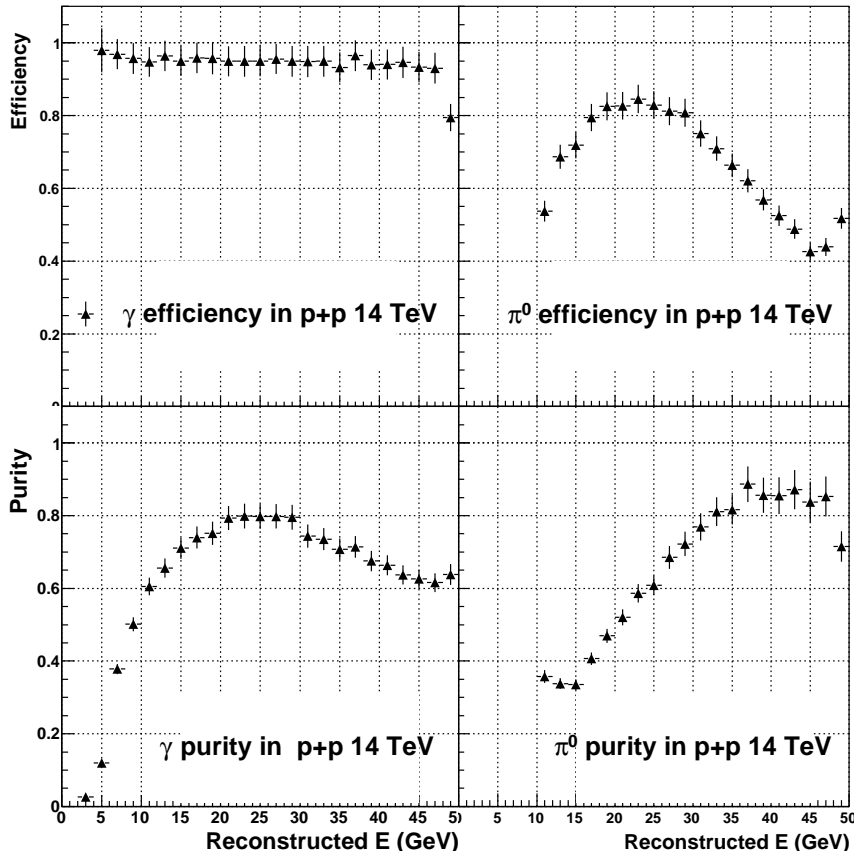
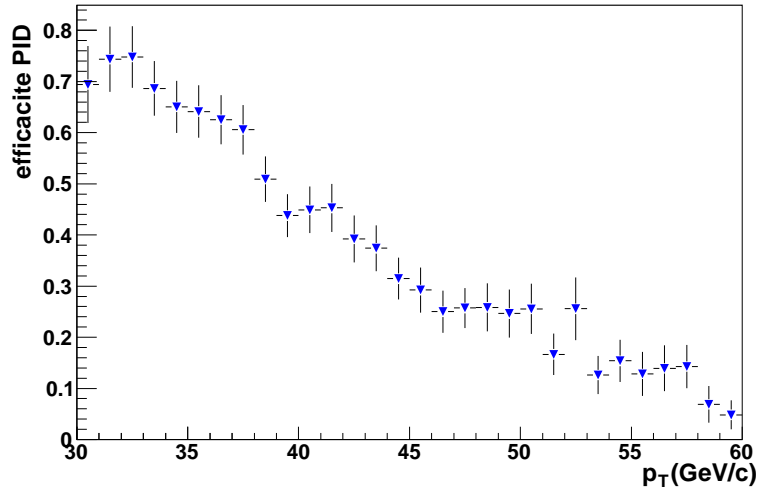


FIGURE 5.21 – Efficacité (en haut) et pureté (en bas) d’identification des photons (à gauche) et  $\pi^0$  (à droite), mergés dans des collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV réalisées avec PYTHIA. La figure est extraite de [101].

les deux photons commençant à être confondus. La pureté quant à elle est faible en dessous de 10 GeV car à ces énergies les photons du  $\pi^0$  produisent deux gerbes bien séparées et sont donc identifiés par cette méthode comme des photons, alors que ce sont des  $\pi^0$ . Elle devient relativement bonne au-dessus de 10 GeV.

L’efficacité d’identification des  $\pi^0$  montre un maximum entre 15 et 30 GeV, atteignant environ 80% dans la région où la forme de la gerbe est un bon discriminant. Au-delà de 30 GeV, l’efficacité diminue, ce qui peut être attribué au fait que lorsque l’énergie augmente les deux photons du  $\pi^0$  se rapprochent. Elle peut être comparée à celle obtenue en utilisant le modèle jouet simpliste sur la figure 5.15 : bien que la valeur maximale du plateau soit moins élevée, ici l’efficacité est supérieure à 50% dans la gamme en  $p_T$  d’environ 10 à 40 GeV/c, ce qui est très comparable.

Notons ici que cette étude, ainsi que les résultats de la figure 5.21 ne sont à prendre qu’à titre indicatif seulement. Les simulations utilisées dans toute la suite (section 5.4 et chapitre 6) seront différentes. Il s’agissait ici surtout de décrire la méthode d’identification à impulsions transverses intermédiaires, qui sera utilisée lors de l’analyse finale sur d’autres simulations.

Efficacité d'identification des  $\pi^0$  dans un environnement de jet

**FIGURE 5.22** – Efficacité de PID des  $\pi^0$  à partir de 30 GeV/c dans un environnement jet, en utilisant la méthode d'identification simple, reposant sur une simple coupure en  $\lambda_0^2 > 0.25$ .

L'inconvénient des efficacités montrées précédemment est que les particules ont été simplement mélangées dans des événements di-jets de collisions  $p$ - $p$  et envoyées dans EMCAL. Donc la particule ne fait donc pas partie intégrante du jet et n'a également pas beaucoup de chance d'atterrir au milieu du jet.

Pour simuler un environnement plus réaliste pour étudier l'identification des  $\pi^0$  de grands  $p_T$  provenant de la fragmentation d'un jet, nous avons généré avec PYTHIA des di-jets de [30-100] GeV/c contenant dans chaque événement au moins un  $\pi^0$  de  $p_T > 30$  GeV/c. Ainsi le  $\pi^0$  simulé emporte de 30 à 100% de l'énergie du jet ( $z \approx 0.3 - 1$ ) et de cette façon il arrive comme une composante du jet dans le calorimètre. Nous les avons reconstruits dans EMCAL. Nous nous intéressons ici aux  $\pi^0$  d'impulsion transverse supérieure à 30 GeV/c, de façon à étudier jusqu'où il est possible de les identifier à haute impulsion transverse. Ici, la méthode de la forme de la gerbe avec des poids bayésiens explicitée précédemment n'a pas été utilisée, mais une méthode plus simple basée uniquement sur un seuil en  $\lambda_0^2$ . Nous définissons un  $\pi^0$  comme identifié si sa valeur en  $\lambda_0^2$  est supérieure à 0.25. Nous avons observé de nombreux cas de clusters allongés, formés de nombreuses particules (plus de 3), alignées les unes avec les autres, ce qui provient de la collimation des particules du jet. Dans ces cas-là, les distributions en  $\lambda_0^2$  se prolongeaient jusqu'à de grandes valeurs. Une limite supérieure en  $\lambda_0^2$  a donc été introduite, tenant compte des paramétrisations typiques des  $\pi^0$  pour différentes énergies.

L'efficacité d'identification des  $\pi^0$  ici est représentée sur la figure 5.22. A 30 GeV/c, elle avoisine les 80%, ce qui est comparable avec le résultat de la figure 5.21. Elle est supérieure à 50% jusqu'à environ 40 GeV/c. Notons cependant ici que dans ce cas les détecteurs TPC et ITS sont présents devant EMCAL (il n'y a ni le TRD ni le TOF), ce qui rend la comparaison entre les deux efficacités moins directe.

Nous mettons en évidence, ici aussi, le fait que, au-delà de 40-45 GeV/c environ, la discrimination entre photons et pions neutres n'est pas optimisée.

## 5.4 L'isolement

Nous avons montré dans les paragraphes précédents que l'identification des photons, particulièrement la distinction entre photons prompts et photons de décroissance du  $\pi^0$  n'était pas chose aisée. En utilisant les méthodes d'identification classiques (masse invariante jusqu'à 10 GeV/c, puis forme de la gerbe), nous pouvons identifier les photons avec une bonne efficacité (de l'ordre de 60 et 90% respectivement), mais au-delà de 45 GeV/c, la forme de la gerbe n'est plus discriminante. De plus, nous avons souligné que les  $\pi^0$  font souvent partie d'un jet. Ainsi, l'utilisation de critères d'isolement (voir chapitre 1) constitue une sorte de discrimination partielle à grandes impulsions transverses, car même si elle est possible sur toute la gamme en  $p_T$ , elle a un intérêt crucial à grande impulsion transverse où les méthodes classiques d'identification échouent.

Dans cette partie, nous montrons une étude, réalisée au niveau Monte Carlo (PYTHIA version 6.420), des proportions de photons isolés pour les différentes contributions. Les critères d'isolement sont choisis après optimisation. Nous avons également simulé des  $\pi^0$  avec PYTHIA et implémenté les mêmes coupures d'isolement sur eux. Nous comparerons ainsi le signal de photons prompts isolés au bruit des  $\pi^0$  isolés.

### 5.4.1 Optimisation des coupures d'isolement

Les coupures d'isolement à utiliser ne sont pas évidentes. A première vue, plus le rayon du cône d'isolement  $R$  est grand et plus la coupure en énergie  $\varepsilon$  est petite, plus l'isolement sera sélectif. Cela est vrai pour les particules appartenant à un jet, comme pour celles produites de façon isolée au niveau de l'interaction élémentaire, du fait du reste de l'évènement. En effet plus on augmente  $R$ , plus l'on rejette les particules du bruit de fond entourant le photon et plus la coupure en énergie dans le cône requise est basse, plus l'isolement sera effectif. Cependant d'autres considérations sont à prendre en compte, comme l'acceptance de détection et l'Underlying Event (UE).

#### Acceptance

D'une part, le rayon du cône  $R$  ne peut pas être non plus trop grand si l'acceptance du calorimètre est limitée. Pour éviter les cas où le photon serait situé sur les bords du calorimètre et où le cône sortirait de l'acceptance de ce dernier, une coupure "fiduciaire" est implémentée, ce qui diminue encore l'acceptance considérée. Le rayon de cône adapté, permettant d'avoir une acceptance fiduciaire suffisante, sera de 0.4 (voir chapitre suivant).

#### L'activité de l'Underlying Event

D'autre part, les problèmes d'UE sont aussi à considérer : à cause de l'activité hadronique de l'UE pouvant contaminer le cône, il est préférable de ne pas prendre un rayon de cône trop grand, ainsi qu'un  $\varepsilon$  trop petit. En effet, plus l'énergie dans le cône est petite par rapport à l'énergie du photon, plus on risque d'atteindre le seuil en énergie correspondant à l'UE et ainsi diminuer le signal de photons isolés. On peut définir une fraction d'énergie du photon venant de l'UE,  $\varepsilon_{UE}$ , comme :

$$\varepsilon_{UE} = \frac{p_{TUE}}{p_{T\gamma}} \quad (5.20)$$

Des études [118] ont montré que le dépôt d'énergie dû à l'UE pouvait être compris entre 0.5 et 3 GeV par unité d'angle azimuthal et de pseudo-rapacité, soit  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1$ , ce qui donne, dans une surface de cône de rayon  $R = 0.4$  ( $\pi R^2 = 0.5$ ), une impulsion transverse de l'UE comprise entre :  $0.25 < p_{TUE}(R = 0.4) < 1.5$  GeV/c.

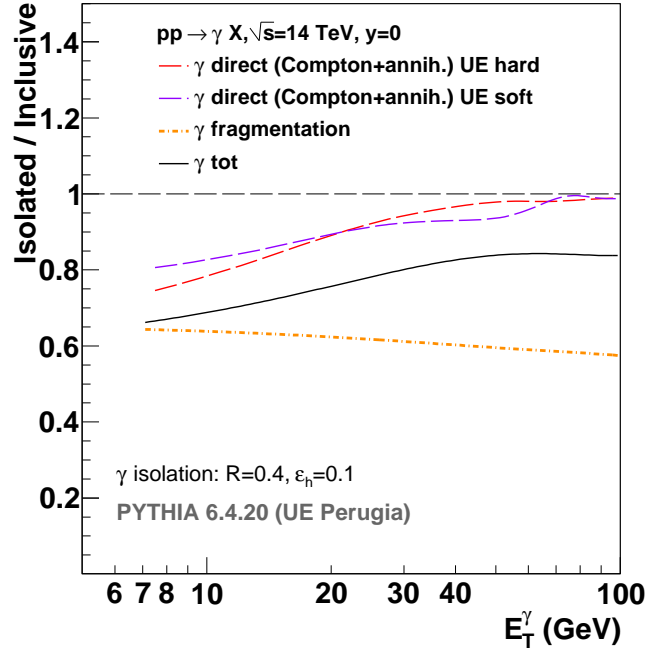
En se plaçant à un  $p_{T\gamma}$  donné, par exemple à 30 GeV/c, on trouve que  $\varepsilon_{UE}$  est compris entre 0.01 et 0.05. C'est la limite supérieure qui fixe la valeur minimale pour  $\varepsilon$  :  $\varepsilon > \varepsilon_{UE}^{max} = 5\%$ . La valeur utilisée par la suite, qui par ailleurs est la valeur standard utilisée pour l'isolement dans d'autres expériences sur collisionneurs (cf tableau 2.2) sera  $\varepsilon = 10\%$ .

### 5.4.2 L'isolement des photons et des $\pi^0$

#### 5.4.2.1 L'isolement des photons en fonction de $p_T$

Nous avons montré dans le chapitre 4, parties 4.1.1.4 et 4.1.2.2, les contributions relatives des différentes sources de photons prompts et les modifications dues à l'application de critères d'isolement. Ici nous nous sommes intéressés à étudier la fraction de photons prompts isolés par rapport aux photons prompts inclusifs, en fonction de l'impulsion transverse des photons.

Nous utilisons ici PYTHIA (version 6.420), au niveau Monte Carlo simplement, pour avoir une estimation du signal et du bruit attendus. Pour cela, nous avons simulé, pour le signal, les différents sous-processus de photons séparément : Compton, annihilation, fragmentation (ainsi que leur somme) dans une unité de rapidité à mi-rapidité, dans différents intervalles en  $p_T$  : [5-20], [20-50], [50-100], [100-250], [250-500] et [500-1000] GeV/c, contenant chacun 10 millions d'évènements. Nous avons appliqué les critères d'isolement sur les photons ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) et ainsi comparé les taux de photons isolés.



**FIGURE 5.23** – Fraction de photons isolés ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ), par rapport aux photons inclusifs, pour les composantes directe, fragmentation et totale, en fonction de l'énergie transverse du photon calculée avec PYTHIA, pour deux types de configurations : *Perugia hard* et *soft*, pour les collisions p-p à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

La figure 5.23 montre ce rapport pour les processus direct, fragmentation et leur somme, obtenu avec PYTHIA, au niveau purement Monte Carlo. Nous avons utilisé deux configurations différentes pour PYTHIA : *Perugia soft* et *hard*, qui diffèrent, notamment pour l'UE, quant à leurs proportions de rémanents, de MPI et de processus d'ISR ou FSR, et ce pour avoir une incertitude à notre mesure. Nous reviendrons sur cela dans le chapitre suivant. L'UE est pris en compte car comme nous l'avons vu, certains "vrais" photons isolés (Compton et annihilation) peuvent ne pas être isolés à cause de l'activité hadronique de l'UE qui se retrouve dans le cône d'isolement. Ici nous montrons que celui-ci entraîne une perte maximale d'environ 20% des photons isolés à 10 GeV, et diminue ensuite progressivement en fonction de l'énergie du photon.

La fraction de photons directs isolés, dans  $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ , varie de 80% à 100%, de 10 à 100 GeV. La proportion de photons de fragmentation isolés avec PYTHIA est d'environ 60%. L'isolement ne permet donc pas de réellement identifier tous les photons directs et ne rejette, avec PYTHIA que 40% des photons de fragmentation. Rappelons ici qu'un excès de photons de fragmentation isolés a été mis en évidence dans le chapitre 4 avec PYTHIA (par rapport à JETPHOX). Au total, la proportion de photons prompts isolés varie d'environ 70% à 80% de 10 à 100 GeV.

#### 5.4.2.2 Les $\pi^0$ de grand $z$ isolés

Il existe des  $\pi^0$  de grand  $z$  ( $z > 0.5$ ), c'est-à-dire emportant une grande partie de l'énergie du jet qui sont isolés de celui-ci (avec  $z > 1/(1 + \epsilon)$  [15]). Ces jets sont aussi appelés "jets électromagnétiques" [121]. Les  $\pi^0$  de grand  $z$  constituent donc le bruit de fond majeur à notre analyse.

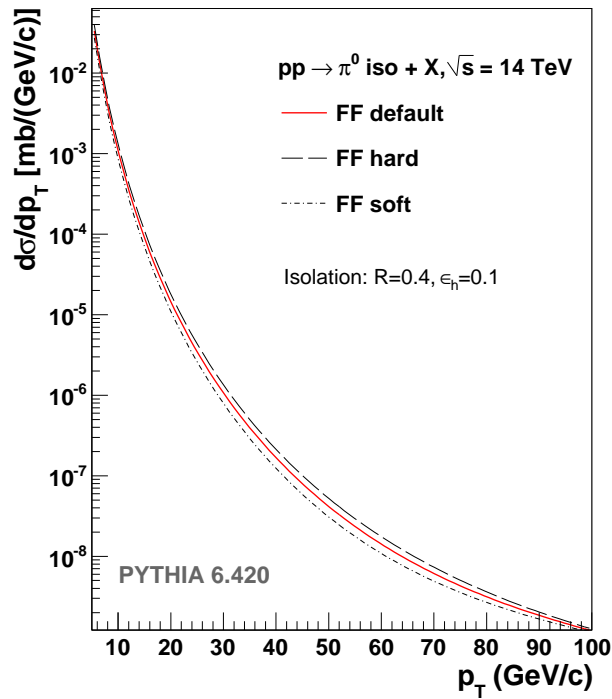


FIGURE 5.24 – Section efficace de  $\pi^0$  isolés, en fonction de leur impulsion transverse calculée avec PYTHIA pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité. En noir (traits pointillés) les sections efficaces obtenues pour les configurations de PYTHIA *hard* et *soft* et en rouge (traits pleins) la moyenne des deux.

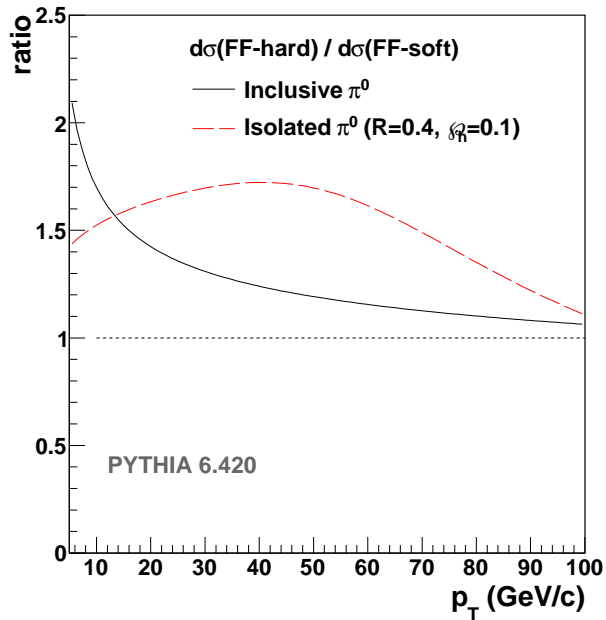


FIGURE 5.25 – Rapport des sections efficaces de  $\pi^0$  isolés, pour les deux types de fonctions de fragmentation des jets dans PYTHIA : Perugia *hard* et *soft*, en fonction de leur impulsion transverse calculée pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.



L'étude a été menée en utilisant PYTHIA (version 6.420) au niveau Monte Carlo, en générant la section efficace de  $\pi^0$  inclusifs et de  $\pi^0$  isolés ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ), à partir d'évènements  $p-p \rightarrow$  jets +  $X$  ( $MSEL = 1$ ), où les  $\pi^0$  proviennent de la fragmentation d'un parton dans des processus QCD de haute impulsion transverse. Ils ont été générés à mi-rapidité, pour une unité de rapidité ( $|y| < 0.5$ ) de 5 à 1000 GeV/c, dans différents intervalles en  $p_T$  du sous-processus dur : [5-20], [20-50], [50-100], [100-250], [250-500] et [500-1000] GeV/c, contenant chacun 160 000 évènements. Comme pour les photons, nous avons utilisé les configurations *hard* et *soft* de PYTHIA. Pour les  $\pi^0$ , l'intérêt n'est pas de regarder l'influence de l'UE, mais ici les deux configurations permettent de tester deux fonctions de fragmentation en  $\pi^0$  différentes, une dure ( $z$  plus grand) et une plus douce ( $z$  plus petit).

La figure 5.24 montre la section efficace de production de  $\pi^0$  isolés ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) obtenue pour les deux configurations différentes de PYTHIA, ainsi que la moyenne des deux. On a ainsi l'erreur systématique sur la section efficace de  $\pi^0$  isolés, dépendant de la fonction de fragmentation parton  $\rightarrow \pi^0$  utilisée. La figure 5.25 montre le rapport *hard/soft* pour les  $\pi^0$  inclusifs et isolés. Dans le cas inclusif, la production de  $\pi^0$  *hard* domine sur toute la gamme en  $p_T$ , passant d'un rapport égal à 1.7 à 10 GeV/c, à un rapport d'environ 1.1 à 100 GeV/c. Dans le cas des  $\pi^0$  isolés, la production de  $\pi^0$  *hard* domine également sur toute la gamme en impulsion transverse, variant entre un rapport égal à 1.5 à 10 GeV/c, égal à 1.7 à 30-40 GeV/c et égal à 1.1 pour  $p_T$  d'environ 100 GeV/c. Cela entraîne de grandes erreurs systématiques sur la section efficace de  $\pi^0$  isolés, comme nous le verrons dans la section 6.6.2.

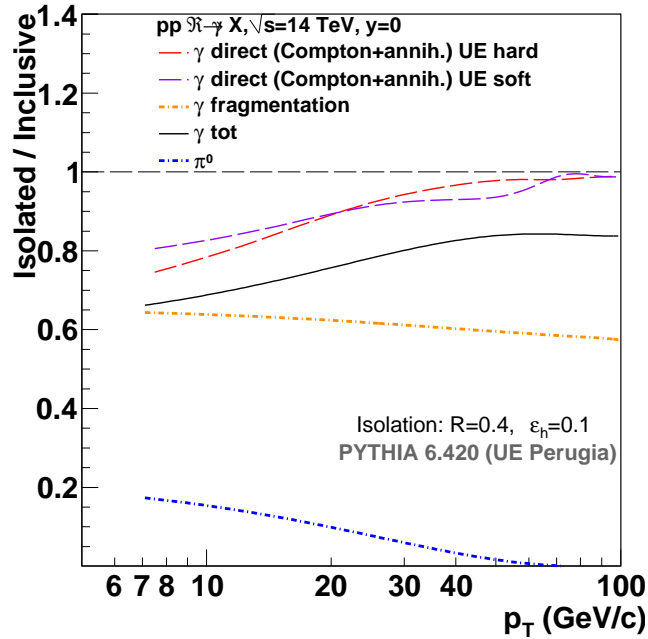


FIGURE 5.26 – Fraction de photons isolés ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) sur inclusifs en fonction de leur impulsion transverse calculée avec PYTHIA pour les collisions  $p-p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

La figure 5.26 représente la fraction de  $\pi^0$  isolés parmi les  $\pi^0$  inclusifs, en fonction de l'impulsion transverse, superposée à celle des photons isolés, en utilisant le réglage *hard* de PYTHIA. La fraction de  $\pi^0$  isolés varie de 15-20% pour les impulsions plus petites que 10 GeV/c à environ 1% à 50 GeV/c. Nous avons vérifié que l'utilisation de la FF *soft* n'entraînait pas de différence dans le rapport isolé/inclusif, car elle modifie à la fois les spectres inclusifs et isolés. Le pourcentage élevé de  $\pi^0$  isolés de basse énergie s'explique par la contribution due aux interactions multiples partoniques. Finalement sur cette figure il est mis en évidence que les coupures d'isolement suppriment plus facilement les  $\pi^0$  (particulièrement à grands  $p_T$ ), tandis qu'elles suppriment un peu moins de photons prompts (environ 30% à 20%, de 10 GeV/c à 100 GeV/c).

### 5.4.3 Etude du signal et bruit avec PYTHIA

Le signal de notre analyse étant représenté par les photons prompts et le bruit par les  $\pi^0$ , regardons maintenant le rapport signal sur bruit (S/B) au niveau Monte Carlo, avec et sans coupure d'isolement. La figure 5.27 illustre le signal et le bruit en montrant les sections efficaces de photons et de  $\pi^0$  inclusifs superposées, en fonction de l'impulsion transverse, calculée avec PYTHIA pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité. La figure 5.28 illustre le signal et le bruit en montrant les sections efficaces de photons et de  $\pi^0$  isolés ( $R=0.4$ ,  $\epsilon=0.1$ ) superposées, en fonction de l'impulsion transverse. Les pions neutres isolés dominent les photons isolés en-dessous de 30 (35) GeV/c pour le réglage *hard* (*soft*).

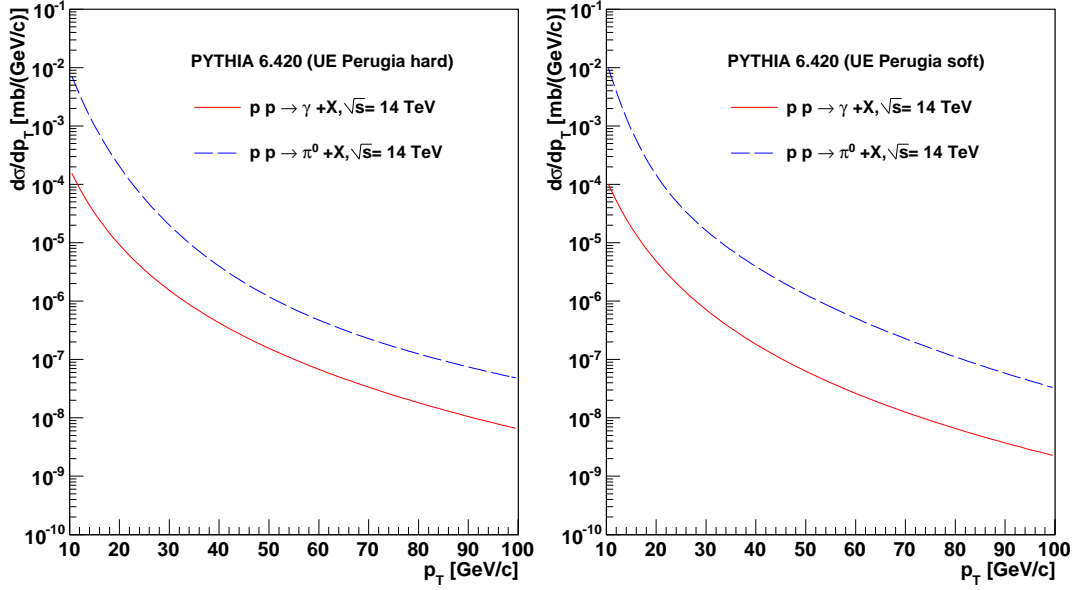


FIGURE 5.27 – Sections efficaces de photons et de  $\pi^0$  inclusifs, à gauche pour FF=*hard* et à droite pour FF=*soft*, en fonction de l'impulsion transverse, calculée avec PYTHIA pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapidité.

La figure 5.29 présente à gauche le S/B et à droite le S/B avec isolement, pour les configurations de PYTHIA *Perugia hard* et *soft*, pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV.

- Dans le cas *hard*, le S/B varie de 1% à 10 GeV/c à 20% à 100 GeV/c : il reste bien inférieur à 1 sur toute la gamme en énergie. Après application des coupures d'isolement, le S/B est inférieur à 1 en-dessous de  $\sim 25$  GeV/c, puis augmente rapidement pour atteindre plus de 3 à 100 GeV.
- Dans le cas *soft*, le S/B varie de 1% à 10 GeV/c à 6% à 100 GeV/c : il reste également bien inférieur à 1 sur toute la gamme en impulsion transverse. Après application des coupures d'isolement, le S/B est inférieur à 1 en-dessous de  $\sim 35$  GeV/c, puis atteint 1.4 et reste constant à cette valeur au-delà de 50 GeV/c.

On retrouve la même tendance que pour les  $\pi^0$  et les photons de fragmentation *hard* et *soft*, sachant que la production *hard* domine la *soft* dans les deux cas ; le rapport photons/ $\pi^0$  suit la même tendance : il est plus élevé lors de l'utilisation de PYTHIA *hard*. Nous constatons donc que l'étude du signal sur bruit est grandement influencée par la FF utilisée.

Finalement, cela met en évidence le fait que les coupures d'isolement permettent d'augmenter drastiquement le signal sur bruit : il augmente d'un facteur  $\sim 3$  à 10 GeV/c, d'un facteur  $\sim 10$  à 35 GeV/c et d'un facteur supérieur à 20 à 100 GeV/c. Néanmoins, même après application des coupures d'isolement, le S/B reste encore inférieur à 1 jusqu'à environ 30 GeV. Nous voyons donc ici toute l'importance de bien maîtriser ce bruit dû aux  $\pi^0$  isolés. La méthode finale utilisée pour supprimer les  $\pi^0$ , qui combine des coupures événement par événement basées sur la forme de la gerbe et une soustraction statistique finale, est présentée dans le chapitre suivant.

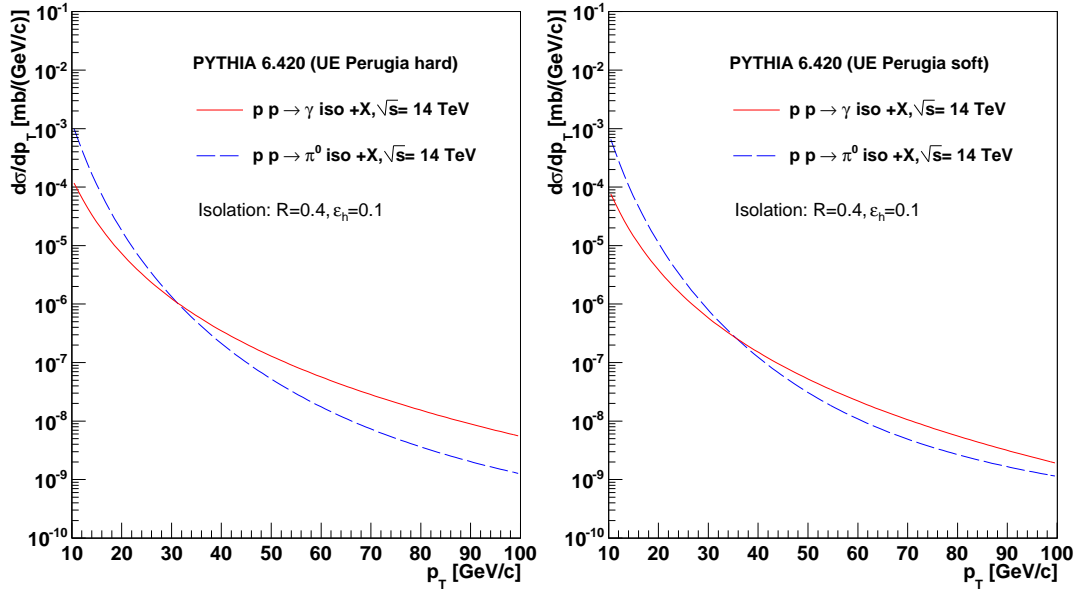


FIGURE 5.28 – Sections efficaces de photons et de  $\pi^0$  isolés ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ), à gauche pour FF=*hard* et à droite pour FF=*soft*, en fonction de l'impulsion transverse, calculée avec PYTHIA pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité.

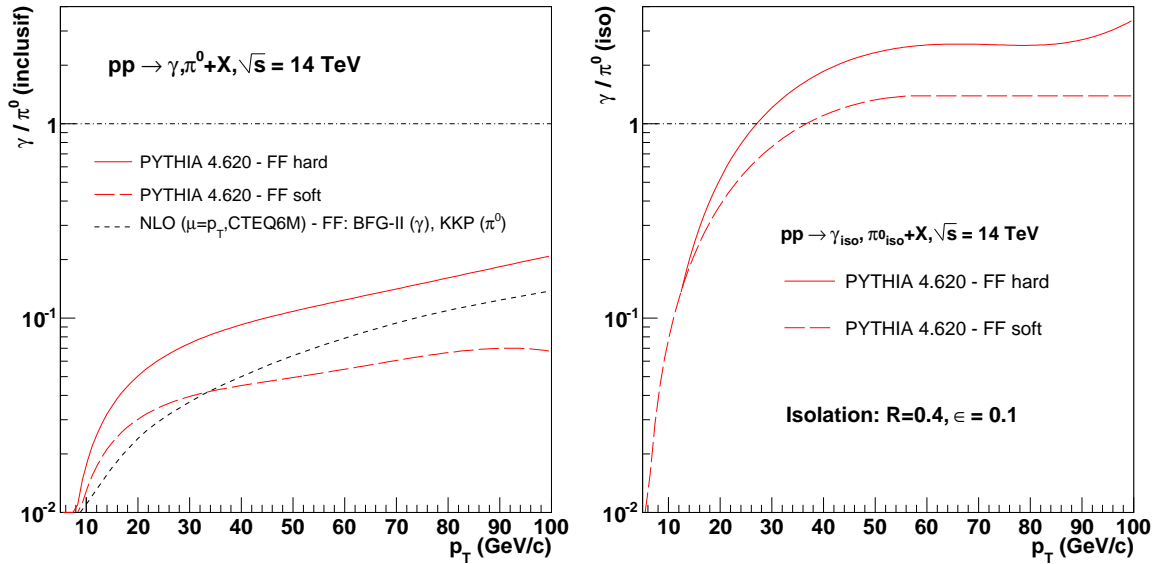


FIGURE 5.29 – Signal sur bruit (S/B) inclusif à gauche et signal sur bruit (S iso/B iso) avec coupures d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) à droite, pour les configurations PYTHIA *hard* et *soft*, en fonction de l'impulsion transverse, calculés pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, à mi-rapacité.



# 6

## Mesure du spectre de photons isolés avec EMCAL en collisions proton-proton

### Plan

---

<b>6.1</b>	<b>Description de la méthode</b>	<b>150</b>
<b>6.2</b>	<b>Echantillons Monte Carlo</b>	<b>152</b>
6.2.1	Simulations utilisées	152
6.2.2	Sélection des événements	153
<b>6.3</b>	<b>Signal et bruit et spectre de clusters isolés</b>	<b>153</b>
6.3.1	Signal reconstruit (simulations $\gamma$ -jet)	153
6.3.2	Bruit reconstruit (simulations jet-jet)	155
6.3.3	Le Signal-plus-Bruit reconstruit	156
<b>6.4</b>	<b>Détermination des corrections expérimentales</b>	<b>160</b>
6.4.1	Efficacité d'identification des photons	160
6.4.2	Efficacité de trigger : $\epsilon_{trig}$	160
6.4.3	Acceptance géométrique : $A$	162
6.4.4	Le terme de conversion : $C$	162
6.4.5	Efficacité de reconstruction des photons : $\epsilon_{reco}$	163
6.4.6	Pertes dues à l'Underlying Event : $\epsilon_{iso}$	164
6.4.7	Résolution en énergie ( <i>smearing</i> ) : $\epsilon_{smear}$	164
<b>6.5</b>	<b>Spectre de photons prompts isolés corrigé en <math>p</math>-<math>p</math></b>	<b>166</b>
<b>6.6</b>	<b>Erreurs systématiques</b>	<b>168</b>
6.6.1	Étalonnage de l'échelle d'énergie d'EMCAL	168
6.6.2	Incertitude sur la FF des $\pi^0$ isolés	168
6.6.3	Autres incertitudes	168
6.6.4	Propagation des incertitudes sur le spectre final de photons isolés	170
<b>6.7</b>	<b>Comparaison aux prévisions théoriques</b>	<b>171</b>
<b>6.8</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>174</b>

---

## Résumé

*D*ans ce chapitre, nous décrivons en détail la mesure de la section efficace différentielle en  $p_T$  des photons prompt isolés, en réalisant une analyse complète à partir de données simulées et reconstruites. Le chapitre commence par la description détaillée de la méthode utilisée pour obtenir cette section efficace, des données simulées pour le signal et le fond et utilisées dans l'analyse. Elle est suivie des critères de sélection du photon. Puis seront détaillées les étapes successives d'obtention du spectre corrigé de photons isolés, en passant par le calcul des différentes corrections d'efficacité, jusqu'à la soustraction du bruit de fond. Les incertitudes systématiques, propagées sur le spectre final, seront aussi calculées. Dans une dernière partie, nous comparerons cette section efficace corrigée aux prédictions théoriques.

## 6.1 Description de la méthode

Dans cette partie, nous décrivons la méthode utilisée pour extraire la section efficace de photons isolés corrigée, à partir d'un nombre obtenu d'agrégats identifiés comme photons et isolés. L'approche choisie ici est celle qui consiste à élaborer une méthode qui puisse permettre d'extraire une section efficace de photons isolés, directement applicable sur les données réelles. Nous avons donc bâti une méthode qui est adaptée pour les données, mais que nous jugeons ici sur les simulations. Dans cette optique, nous avons choisi de construire (par simulation) un spectre qui soit le plus "réaliste" possible, dans le sens où les vraies données ne seront ni des événements  $\gamma$ -jet, ni des événements jet-jet, mais un mélange des deux, et qui tient compte de leur sections efficaces respectives. A ce spectre, que nous appellerons Signal-plus-bruit, le bruit dû aux  $\pi^0$  isolés sera soustrait statistiquement.

Une mesure de section efficace invariante de production de photons consiste à mesurer un nombre d'évènements ( $N_{signal}$ ) dans des intervalles en  $\eta$  et en  $p_T$  donnés. Elle est calculée selon :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \frac{d^3\sigma}{dy p_T dp_T d\phi} \quad (6.1)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{d^2\sigma}{dy p_T dp_T} \quad \text{pour } \Delta\phi = 2\pi \quad (6.2)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta y} \int_{-\frac{\Delta y}{2}}^{+\frac{\Delta y}{2}} \frac{d^2\sigma}{dy p_T dp_T} dy \quad (6.3)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta y} \frac{d\sigma}{p_T dp_T} \quad (6.4)$$

La section efficace différentielle en  $p_T$ ,  $\frac{d\sigma}{p_T dp_T}$ , est celle que l'on mesure expérimentalement. On la mesure en général à mi-rapacité, pour une unité de rapidité, soit  $\Delta y=1$  et pour toute l'acceptance en  $\phi$  :  $\Delta\phi=2\pi$ . Dans ce cas, elle s'exprime comme :

$$\left. \frac{d\sigma}{dp_T} \right|_{\Delta y=1} = 2\pi \times p_T \times E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \quad (6.5)$$

Elle s'obtient à partir du nombre d'évènements mesurés dans  $2\pi$  à mi-rapacité, par intervalle en  $p_T$ , corrigés par les pertes dues à la propagation dans les détecteurs (notées efficacités :  $\epsilon$ ) et l'acceptance géométrique ( $A$ ) dans laquelle on mesure ce nombre, pour une certaine luminosité intégrée  $L = \int L dt$ . Soit :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{N}{A \times L \times \epsilon \times \Delta p_T \times \Delta \eta} \quad (6.6)$$

Comment extraire le nombre réel de photons isolés, sachant que l'on n'aura accès qu'à un nombre d'agrégats au niveau d'EMCAL, identifiés comme photons par une certaine méthode et isolés selon certains critères d'isolement ?

En fait, en faisant intervenir des probabilités conditionnelles, on obtient :

$$N(\text{clusters iso. et id. } \gamma) = N(\text{clusters iso et id. } \gamma|\gamma) + N(\text{clusters iso. et id. } \gamma|\text{hadron}) \quad (6.7)$$

c'est-à-dire que le nombre de clusters isolés et identifiés comme des photons par notre méthode d'identification est égal au nombre de clusters isolés et identifiés comme des photons, sachant que ce sont réellement des photons,  $p(\gamma|\gamma)$ , et au nombre de clusters isolés et identifiés comme des photons, sachant que ce sont en fait des hadrons<sup>1</sup>,  $p(\gamma|h)$ .

Soit, si l'on considère uniquement les  $\pi^0$  isolés comme bruit de fond à notre mesure de photons isolés<sup>2</sup> et en exprimant les égalités en termes de probabilités conditionnelles :

$$N(\text{clusters iso. et id. } \gamma) = p(\gamma|\gamma_{iso}) N^{\gamma_{iso}} + p(\gamma|\pi^0_{iso}) N^{\pi^0_{iso}} \quad (6.8)$$

On fait ici l'hypothèse que l'attribution de l'identité 'photon' est indépendante du caractère 'isolé' du photon. En effet, on supposera que pour les collisions  $p$ - $p$  les clusters sont suffisamment espacés pour que l'identification ne soit pas problématique. De plus, isolement et identification ne concernent pas les mêmes régions de l'espace : la surface du cône d'isolement de rayon  $R = 0.4$  touche plus de 1000 tours d'EMCAL, alors que celle d'un cluster concerné par l'identification, plus locale, touche une dizaine de cellules au maximum. Dans un premier temps, nous faisons également l'hypothèse que l'attribution de l'identité 'photon' au  $\pi^0$  est indépendante du caractère 'isolé' du  $\pi^0$ . Nous supposons que nous n'avons pas plus de chance d'identifier un  $\pi^0$  comme un photon, s'il est isolé.

Ainsi, l'équation précédente s'écrit :

$$N(\text{clusters iso. et id. } \gamma) = p(\gamma|\gamma) N^{\gamma_{iso}} + p(\gamma|\pi^0) N^{\pi^0_{iso}} \quad (6.9)$$

Sachant que l'on cherche à avoir  $N^{\gamma_{iso}}$ , il faut donc soustraire les  $N^{\pi^0_{iso}}$  de la manière suivante :

$$N^{\gamma_{iso}} = \frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma) - p(\gamma|\pi^0) N^{\pi^0_{iso}}}{p(\gamma|\gamma)} \quad (6.10)$$

Ainsi la section efficace différentielle devient :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{1}{p(\gamma|\gamma)} \frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma) - p(\gamma|\pi^0) N^{\pi^0_{iso}}}{A \times L \times \varepsilon \times \Delta p_T \times \Delta \eta} \quad (6.11)$$

Et la section efficace invariante de photons isolés :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d\sigma}{dp_T} \quad (6.12)$$

$$= \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{p(\gamma|\gamma)} \frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma) - p(\gamma|\pi^0) N^{\pi^0_{iso}}}{A \times L \times \varepsilon \times \Delta p_T \times \Delta \eta} \quad (6.13)$$

$$= \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{p(\gamma|\gamma)} \left( \frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma)}{A \times L \times \varepsilon \times \Delta p_T \times \Delta \eta} - p(\gamma|\pi^0) \frac{d\sigma^{\pi^0_{iso}}}{dp_T} \right) \quad (6.14)$$

avec  $\varepsilon$  un facteur que l'on appelle couramment "efficacité", qui tient compte des pertes  $(1-\varepsilon)$  dues aux effets expérimentaux et aux efficacités des méthodes d'analyse employées. Ici,  $\varepsilon$  représente le produit :  $\varepsilon_{trigger} \times C \times$

1. Idéalement, les autres sources de contamination devraient également être prises en compte, comme les (anti)neutrons. Ici nous les avons négligées.

2. Nous négligeons la source de photons provenant du  $\eta$  (voir section 5.3.2).



$\varepsilon_{reco} \times \varepsilon_{UE} \times \varepsilon_{smear}$ , qui correspond respectivement aux corrections par l'efficacité du trigger, la probabilité de non-conversion  $C$ , l'efficacité de reconstruction des photons, l'efficacité d'isoler les photons malgré l'UE et la correction de *smearing* qui corrige des migrations d'un intervalle en  $p_T$  à l'autre, qui sont dues à la résolution en énergie du calorimètre.

Le terme  $\frac{d\sigma^{\pi^0}}{dp_T}$  est la section efficace de  $\pi^0$  isolés théorique, que nous obtenons à partir de PYTHIA. Le choix de l'utilisation de PYTHIA pour ce dernier terme repose sur le fait que le calcul de la section efficace reconstruite et corrigée de  $\pi^0$  isolés, représentant une analyse à part entière où le bruit deviendrait alors le signal, aurait pris beaucoup trop de temps.

## 6.2 Echantillons Monte Carlo

Nous décrivons dans cette section les échantillons de simulations utilisés, ainsi que les coupures effectuées pour notre analyse des photons isolés.

### 6.2.1 Simulations utilisées

#### 6.2.1.1 $\gamma$ -jet

Les simulations de  $\gamma$ -jet utilisées sont celles disponibles sur la grille d'ALICE (ALIEN) pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV (*LHC08d9*) utilisant la version d'ALIROOT *v4-16-Rev-11*, la version de ROOT *v5-23-04* et la version de PYTHIA 6.2. Les  $\gamma$ -jet sont obtenus en enclenchant le processus *kPyGammaJetEMCAL* (MSEL=10) qui permet d'obtenir le photon direct généré dans une acceptation un peu plus grande que celle d'EMCAL :  $79^\circ < \phi_\gamma < 191^\circ$  et  $-0.701 < \eta_\gamma < 0.701$ . La fonction de distribution partonique utilisée est *CTEQ4L* et le réglage de PYTHIA pour les fonctions de fragmentation et l'UE est *D6T*. Les détecteurs présents sont : la TPC, l'ITS, le TRD, EMCAL et PHOS.

La production se présente de la manière suivante : elle est classée sous plusieurs répertoires correspondant chacun à un intervalle du processus dur parton-parton :  $\hat{p}_T$ , soit pour notre utilisation : [10-20], [20-30], [40-50], [50-60], [60-70], [70-80], [80-90], [90-100] GeV/c, soit 8 intervalles contenant chacun 200 000 événements, qui contiennent eux-mêmes chacun 1000 sous-répertoires de 200 événements. Au total 1 800 000 événements jet-jet sont disponibles dans les intervalles considérés. La production a été totalement reconstruite dans les détecteurs cités. Les fichiers ESD sont disponibles dans chacun de ces sous-répertoires.

#### 6.2.1.2 Jet-jet

Les simulations de jet-jet utilisées sont celles disponibles sur la grille d'ALICE (ALIEN) pour les collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV (*LHC08d8*) utilisant la version d'ALIROOT *v4-16-Rev-11*, la version de ROOT *v5-23-04* et la version de PYTHIA 6.2. Les jet-jet sont obtenus en enclenchant le processus *kPyJetEMCAL* (MSEL=1) qui permet d'obtenir l'un des deux jets généré dans une acceptation un peu plus grande que celle d'EMCAL :  $79^\circ < \phi_{jet} < 191^\circ$  et  $-0.701 < \eta_{jet} < 0.701$ . La fonction de distribution partonique utilisée est *CTEQ4L* et le réglage de PYTHIA pour les fonctions de fragmentation et l'UE est *D6T*. Les détecteurs présents sont de même : la TPC, l'ITS, le TRD, EMCAL et PHOS.

La production se présente de la manière suivante : elle est classée sous plusieurs répertoires correspondant chacun à un intervalle en  $\hat{p}_T$ , soit pour notre utilisation : [12-16], [16-20], [20-24], [24-29], [29-35], [35-41], [41-50], [50-60], [60-72], [72-86], [86-104] GeV/c, soit 11 intervalles contenant chacun 200 000 événements, qui contiennent eux-mêmes chacun 1000 sous-répertoires de 200 événements. Au total 2 200 000 événements jet-jet sont disponibles dans les intervalles considérés. La production a été totalement reconstruite dans les détecteurs cités. Les fichiers ESD sont disponibles dans chacun de ces sous-répertoires.

L'analyse est effectuée sur la grille de calcul sur ces deux sortes de simulations en parallèle. Sur les 200 000 événements présents dans chaque intervalle en  $\hat{p}_T$ , tous ne seront pas analysés ou ne donneront pas de fichier de sortie exploitable, la grille de calcul étant un système faillible. Parmi la production de  $\gamma$ -jet, 1 420 000 événements ont

été analysés avec succès (soit environ 80% des évènements considérés) et parmi les jet-jet, 1 787 400 évènements ont été analysés avec succès (soit environ 80% des évènements considérés).

### 6.2.2 Sélection des évènements

Pour les évènements disponibles sur la grille, nous avons également sélectionné les évènements intéressants pour notre analyse.

**Seuil en énergie transverse** Lors de l'analyse, nous n'avons considéré que les particules d'énergie transverse supérieure à 100 MeV, qui est le seuil en énergie de reconstruction dans EMCAL et qui tient compte du bruit intrinsèque à l'électronique. Nous n'avons ensuite considéré que les agrégats d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c pour l'identification des photons. La raison à cela est due au fait qu'à plus basse énergie, les photons du  $\pi^0$  sont émis avec un angle d'ouverture plus large et risquent d'être en dehors de l'acceptance d'EMCAL, qui ne représente que 40% de l'acceptance totale. De plus, au-delà de 10 GeV/c, une seule technique d'identification des photons peut être employée, celle reposant sur la forme de la gerbe (voir section 5.3.3.2).

**Coupure fiduciaire** Une coupure d'acceptance correspondant à un rayon de cône de 0.4, soit environ un quart de la couverture d'EMCAL en  $\eta$ ,  $\phi$ , a été implémentée. La figure 6.1 illustre de façon schématique la détermination de la zone fiduciaire. Pour ne jamais avoir le cas où le cône d'isolement sort de l'acceptance d'EMCAL, il faut enlever à chaque extrémité en  $\eta$  et  $\phi$  du calorimètre une longueur en  $\eta$  de 0.4 et une longueur en  $\phi$  de 0.4, soit  $2R$ . La zone fiduciaire d'EMCAL est donc de  $\Delta\eta = 1.4 - 0.8 = 0.6$  et  $\Delta\phi = 1.9 - 0.8 = 1.1$ . Seuls les clusters arrivant dans cette coupure sont considérés.

**Sélection des photons** Les photons sont reconstruits et identifiés par la méthode bayésienne de la forme de la gerbe décrite dans le chapitre précédent (section 5.3.3.2).

**Isolement des photons** Seuls les photons identifiés vont créer les AODs, sur lesquels les critères d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) sont appliqués. L'isolement est appliqué autour du photon candidat ( $p_T > 10$  GeV/c) dans un cône de rayon  $R = 0.4$ , en regardant la somme de l'énergie de toutes les particules contenues dans ce cône, neutres (clusters) ou chargées (traces).

## 6.3 Signal et bruit et spectre de clusters isolés

Dans cette partie, nous expliquons séparément les résultats de l'analyse pour les simulations de  $\gamma$ -jet et les simulations de jet-jet, en donnant des détails sur les nombres de photons produits, pour les clusters, les photons identifiés et les photons isolés, pondérés par leur section efficace, ainsi que l'information Monte Carlo correspondante. Nous précisons bien ici que dans le cas des simulations, nos définitions de signal et de bruit sont modifiées : le "signal", représenté par les simulations de  $\gamma$ -jet est constitué ici uniquement des photons directs et le "bruit", représenté par les simulations de jet-jet est constitué ici des photons du  $\pi^0$ , mais aussi des photons de fragmentation. Dans les résultats finaux, nous additionnons bien les photons de fragmentation isolés aux directs, pour construire le vrai signal physique de photons prompts isolés.

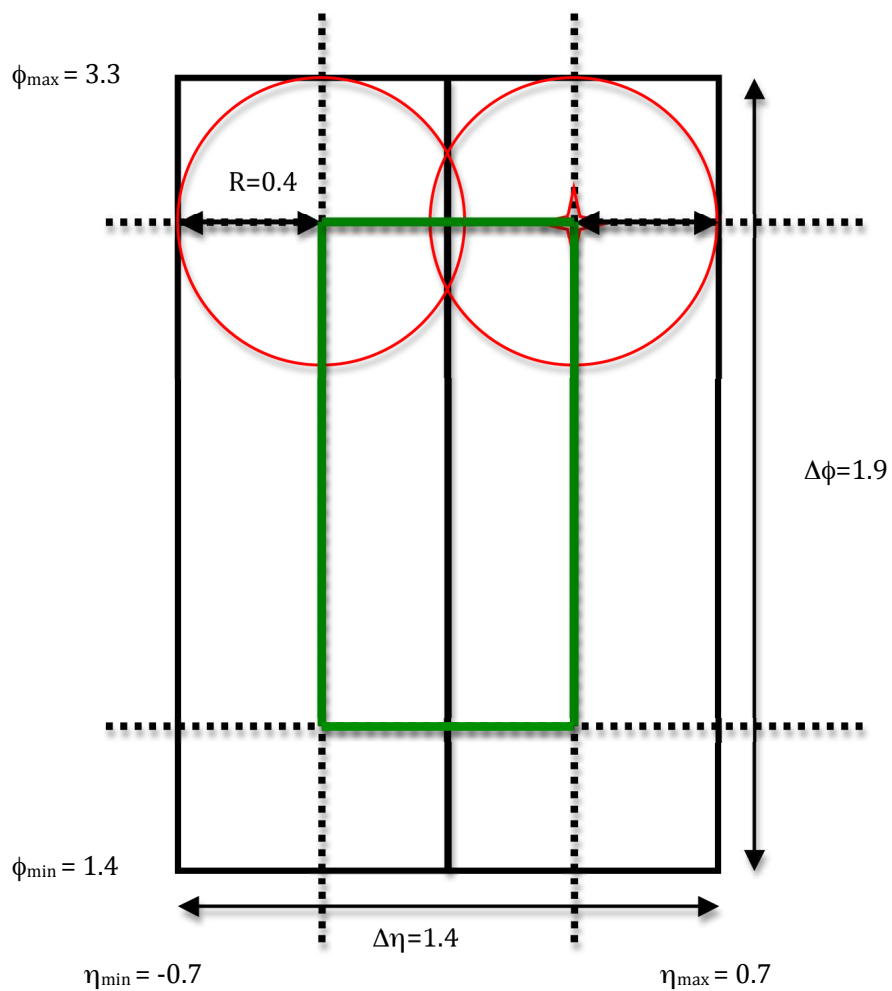
### 6.3.1 Signal reconstruit (simulations $\gamma$ -jet)

Nous présentons ici les résultats des 1 420 000 évènements  $\gamma$ -jet analysés, pondérés par leur section efficace correspondante, dans lesquels le photon est émis dans la direction d'EMCAL au niveau de la génération.

#### Les clusters photons

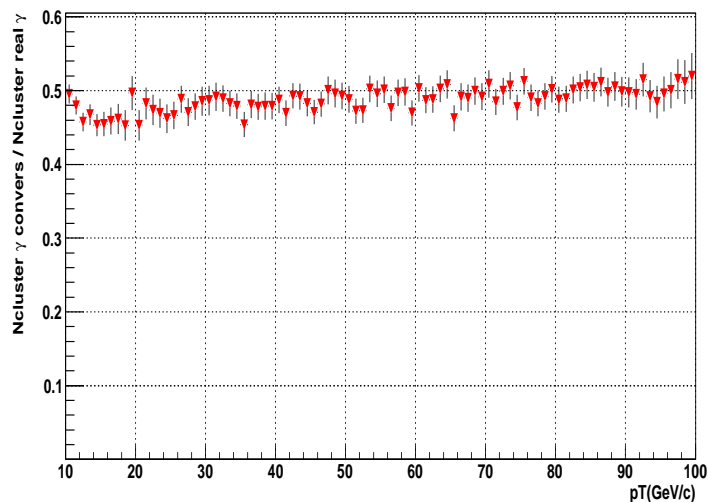
Parmi les évènements analysés, 292 848 clusters passent les coupures et sont trouvés dans EMCAL, soit environ 20% des clusters, et parmi eux 292 824 sont vraiment des photons selon l'information Monte Carlo (99.9%).

Parmi ces agrégats, nous retrouvons des photons qui se sont convertis, selon l'information Monte Carlo. Ce sont des photons qui subissent des conversions soit dans la TPC et l'ITS et forment donc deux clusters électrons séparés dans EMCAL, soit dans le TRD et forment pour la plupart un seul cluster photon dans EMCAL. La



**FIGURE 6.1** – Représentation schématique de l'acceptance totale d'EMCAL, de l'acceptance fiduciaire utilisée (rectangle central), et du cône d'isolement placé sur les extrémités supérieures de la zone fiduciaire.

figure 6.2 montre le rapport du nombre de photons de conversion sur le nombre de clusters photons. Il est d'environ 0.5, soit environ 50% des photons se convertissent dans les matériaux devant EMCAL. Nous reviendrons sur cela dans la partie suivante.



**FIGURE 6.2** – Fraction d'agrégats photons qui viennent de photons qui se sont convertis, parmi tous les agrégats photons dénombrés dans EMCAL, dans une simulation de  $\gamma$ -jet.

### Les photons identifiés

Les photons sont identifiés par la méthode bayésienne de la forme de la gerbe définie dans la section 5.3.3.2. Parmi les 292 824 clusters photons, 170 440 sont identifiés comme des photons par cette méthode (soit environ 60%) et parmi eux, 170 436 sont réellement des photons selon l'information Monte Carlo. L'efficacité de la méthode d'identification, appliquée aux simulations  $\gamma$ -jet utilisées, est montrée dans la section suivante. La pureté de la méthode d'identification, soit le nombre de photons identifiés et réellement photons parmi le nombre le photons identifiés, a été vérifiée. Elle est bien de 100% sur toute la gamme en  $p_T$  considérée.

### Les photons isolés

L'isolement est appliqué autour de tous les photons identifiés. On retrouve 159 469 photons isolés parmi les 170 436 photons identifiés et réellement photons, soit environ 93%. Parmi les photons isolés, nous constatons que tous sont des photons directs selon l'information Monte Carlo. La figure 6.3 montre la fraction de photons (identifiés et) isolés parmi le nombre de photons identifiés qui sont réellement des photons selon l'information Monte Carlo. On voit que  $\sim 80\%$  des photons identifiés sont isolés à  $p_T=10$  GeV/c puis la fraction augmente progressivement jusqu'à  $\sim 100\%$ . Cette petite perte de photons directs isolés est due à l'UE, comme nous le discutons en détail dans la section 6.4.6.

## 6.3.2 Bruit reconstruit (simulations jet-jet)

Ici nous présentons les résultats des 1 787 400 événements jet-jet analysés, pondérés par leur section efficace correspondante, dans lesquels l'un des jets est émis dans la direction d'EMCAL.

### Les clusters photons

Parmi les événements analysés, 27 431 clusters seulement passent les coupures en énergie et acceptance et sont dénombrés dans EMCAL, soit environ 1.5%, et parmi eux 21 550 sont vraiment des photons selon l'information

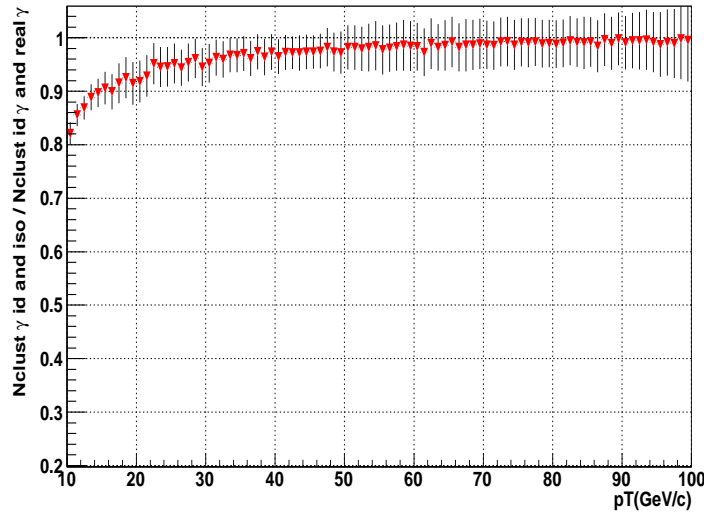


FIGURE 6.3 – Fraction de photons isolés parmi les photons identifiés photons et réellement photons dans une simulation de  $\gamma$ -jet. Les petites pertes sont dues à l’UE (réglage PYTHIA D6T ici).

Monte Carlo (78%). Selon la vérité Monte Carlo, parmi ces clusters photons, 19 159 sont réellement des photons de décroissance du  $\pi^0$ , soit environ 90%, et 116 sont de fragmentation.

### Les photons identifiés

2223 photons sont identifiés par la méthode de la forme de la gerbe, soit environ 8% des clusters. Selon Monte Carlo, 70% d’entre eux sont des photons du  $\pi^0$  et environ 0.5% sont de fragmentation.

### Les photons isolés

Seulement 51 photons isolés sont obtenus dans les simulations de bruit. Parmi les 51 photons isolés, 35 sont de fragmentation et seulement 15 viennent du  $\pi^0$  et d’autres mésons. Tout ce qui est isolé en simulations jet-jet (qui n’est donc pas un photon direct isolé) constitue ici le bruit. Il est dominé par les photons de fragmentation, qui représentent environ 70% des photons isolés dans un environnement “bruit”. Environ 30% des photons isolés sont des photons du  $\pi^0$  isolé ou bien proviennent d’autres décroissance ou de photons qui se sont convertis. Nous n’avons donc plus que 15 clusters finaux sur les  $\sim 2M$  d’évènements de bruit di-jet analysés, qui passent toutes les coupures de notre analyse de photons isolés.

Ce problème de manque de statistique finale sur le bruit de  $\pi^0$  isolés est dû à l’absence d’un échantillon jet-jet “dédié” avec des  $\pi^0$  de grands  $z$ . Étant donné que la section efficace de  $\pi^0$  isolés est très basse (figure 5.24) par rapport à la section efficace jet-jet totale, très peu d’évènements “utiles” sont effectivement disponibles sur la grille de calcul. Comme nous sommes dans la perspective de construire un signal+bruit réaliste (voir sous-partie suivante), cela risque de poser problème si la statistique de bruit est insuffisante. Nous expliciterons les méthodes employées pour pallier à ce problème de statistiques Monte Carlo.

### 6.3.3 Le Signal-plus-Bruit reconstruit

Pour avoir un lot de simulations le plus réaliste, le plus proche des données possible, nous allons ajouter la section efficace de photons isolés trouvée dans les simulations  $\gamma$ -jet à celle trouvée dans les simulations jet-jet. Ce terme de Signal+Bruit est le terme au numérateur dans la première partie de l’équation 6.14 : “Nclusters id  $\gamma$  and iso”, qui représente à la fois les photons directs isolés mais aussi les  $\pi^0$  isolés, identifiés malencontreusement comme des photons, ainsi que les photons de fragmentation isolés. C’est un lot représentatif de clusters isolés, en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV.

Pour être consistant avec les définitions précédentes de “signal” et “bruit”, nous avons regroupé dans le signal les photons directs et les photons de fragmentation isolés (pondérés par leurs sections efficaces respectives) et

laissé dans le bruit uniquement les photons du  $\pi^0$  (et d'autres mésons) isolés.

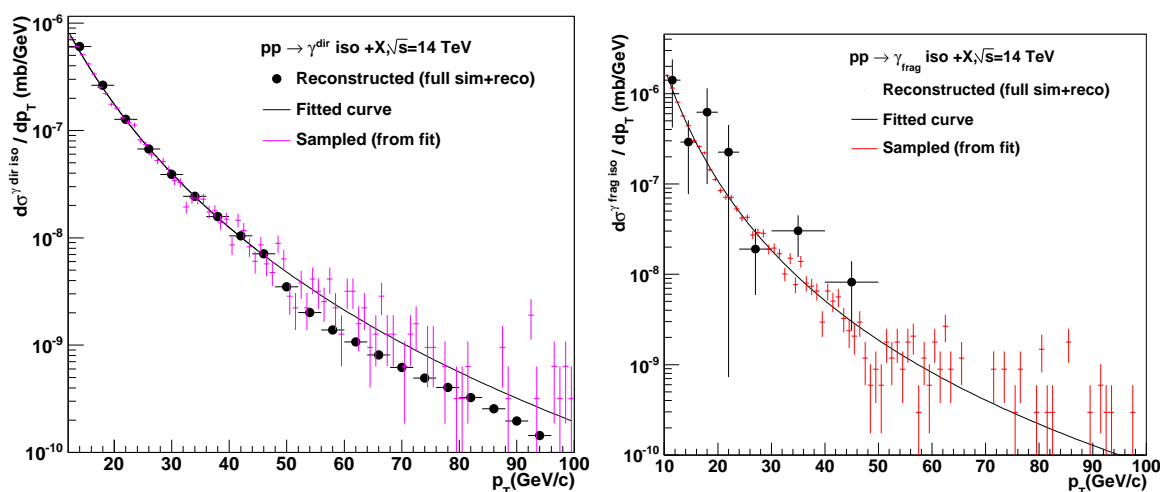
### Construction du Signal-plus-Bruit

La méthode suivie ici consiste à ajuster les histogrammes de photons directs, de fragmentation et de  $\pi^0$  isolés obtenus suite à nos simulations-reconstructions  $\gamma$ -jet et jet-jet complètes, et, à partir de l'ajustement, construire un nouvel histogramme avec le nombre de photons isolés auquel nous nous attendons pour les 8 mois de prise de données à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s}=14$  TeV. Cela, pour avoir un spectre physique réaliste avec suffisamment d'événements et des distributions de mêmes intervalles en  $p_T$ , de 1 GeV/c.

Le nombre de photons isolés avec lequel échantillonner les histogrammes s'obtient en partant de la luminosité intégrée qui sera obtenue pour 8 mois de prise de données à 14 TeV, qui est de  $24 \text{ pb}^{-1}$  (cf figure 4.15). La section efficace de photons isolés est d'environ  $5 \text{ pb/GeV}$  à  $100 \text{ GeV/c}$ . Cela donne un nombre de photons "théorique" d'environ  $N_\gamma = \sigma_\gamma \times L = 120$  à  $100 \text{ GeV/c}$ . Cependant, comme nous l'avons déjà montré, le nombre de photons isolés effectivement mesurés doit tenir compte des pertes dues aux efficacités de reconstruction dans les détecteurs et l'acceptance géométrique considérée, qui correspondent à une fraction d'environ 6% de la statistique initiale (voir section suivante). Nous obtenons ainsi le nombre de coups réaliste auquel s'attendre à un  $p_T$  de  $100 \text{ GeV/c}$  :  $dN/dp_T = d\sigma/dp_T \times L \times A \times \varepsilon = 5 \times 24 \times 0.06 = 7$  coups.

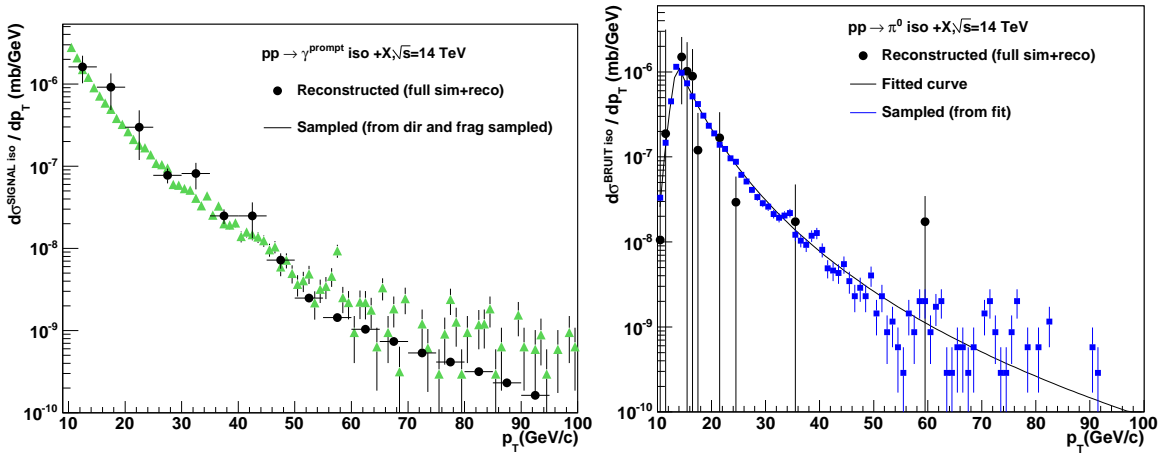
Nous avons trouvé qu'en échantillonnant un nombre de photons isolés d'environ 20 000, au-delà de  $10 \text{ GeV/c}$ , permettait d'atteindre une impulsion transverse de  $100 \text{ GeV/c}$ , avec environ 7 coups. Nous échantillonnerons donc dans la suite tous les histogrammes avec un nombre de photons isolés reconstruits correspondant à la luminosité intégrée d'ALICE pour une énergie de 14 TeV, et aux pertes dues à l'acceptance d'EMCAL (et de la coupure fiduciaire) et à la reconstruction, soit 20 000 photons.

La figure 6.4 présente les ajustements des spectres de photons directs (à gauche) et de photons de fragmentation (à droite) séparément, ainsi que leur échantillonnage en un nouvel histogramme. On observe un décrochage vers  $45 \text{ GeV/c}$  du spectre de photons directs isolés reconstruits. Il s'agit du décrochage dû à la perte d'efficacité de la méthode d'identification des photons à  $45 \text{ GeV}$  (cf figure 6.8). Cette efficacité d'identification est montrée dans la partie suivante. Cependant l'ajustement permet ici de s'affranchir de cette perte d'efficacité au-delà de  $45 \text{ GeV/c}$ . Le spectre de photons de fragmentation reconstruits initial (figure 6.4 à droite) n'a que peu de points. Mais l'échantillonnage lui permet d'acquérir une statistique équivalente à celle des photons directs.



**FIGURE 6.4** – Spectres reconstruits de photons directs des  $\gamma$ -jets (à gauche) et les photons de fragmentation des jet-jet (à droite), en fonction de leur impulsion transverse, représentés avec leur ajustement. Les points représentent le signal reconstruit ; les courbes, les ajustements et l'histogramme échantillonné est représenté en couleurs.

Nous avons ensuite, pour construire le spectre de photons prompts isolés (le signal), ajouté les photons de fragmentation aux photons directs, en prenant simplement la somme des deux nouveaux spectres échantillonnés.



**FIGURE 6.5** – Spectre final du signal reconstruit (à gauche) : clusters de photons directs et de fragmentation isolés en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV et spectre final du bruit reconstruit (à droite) : clusters de  $\pi^0$  isolés, en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV. Les points représentent le bruit des  $\pi^0$  isolés reconstruits ; la courbe, l’ajustement et l’histogramme échantillonné est représenté en couleurs.

La figure 6.5 à gauche présente le spectre du signal ainsi obtenu. Pour vérification, nous superposons aussi le spectre réel de signal, en ajoutant les deux spectres réels de photons directs et de fragmentation isolés obtenus. On observe ici également le décrochage à 45 GeV/c sur le spectre réel, qui provient du spectre de photons directs. L’histogramme échantillonné correspond bien au spectre réel et permet de s’affranchir du décrochage.

De la même façon, le spectre de bruit des  $\pi^0$  isolés est obtenu en soustrayant les photons de fragmentation à tous les photons isolés obtenus en simulations jet-jet. La figure 6.5 à droite présente le spectre échantillonné du bruit, construit à partir de l’ajustement du spectre initial, dans lequel les photons de fragmentation ont été soustraits. Nous observons un décrochage cette fois-ci à bas  $p_T$ . Il est dû au fait que l’analyse menée ici a supprimé la plupart des  $\pi^0$  isolés de bas  $p_T$ , abondamment présents au niveau Monte Carlo (voir figure 5.26). Les  $\pi^0$  isolés montrés ici constituent le bruit restant après avoir appliqué l’identification des photons et l’isolement. L’ajustement, bien que peu précis ici, ainsi que l’échantillonnage permettent de recouvrir une bonne statistique. La figure 6.6 présente les spectres échantillonnés finaux du signal, du bruit et de leur addition, le Signal-plus-Bruit, superposés.

### Signal sur bruit

Le signal sur bruit (S/B) reconstruit peut donc être étudié. La figure 6.7 montre le rapport du signal de photons prompts isolés sur le bruit de  $\pi^0$  isolés obtenu après identification des photons et isolement, pour  $R = 0.4$  et  $\epsilon = 0.1$ . Nous l’avons obtenu en divisant les spectres échantillonnés du signal et du bruit et en ajustant. Pour vérification, nous représentons le S/B réel obtenu par la division des spectres réels non échantillonnés. Nous vérifions ainsi le bon accord entre spectres bruts et échantillonnés, ainsi que la validité des ajustements effectués. A la différence du S/B au niveau purement MC (figure 5.29 droite), le (S/B) reconstruit obtenu après l’analyse est maintenant supérieur à 1 sur toute la gamme en  $p_T$  étudiée, de 10 à 100 GeV/c. Il est très grand ( $> 100$ ) au-dessous de 15 GeV/c, ce qui est dû comme nous l’avons déjà dit, au fait que l’analyse (en particulier la coupure sur la forme de la gerbe) permet de supprimer une partie importante des  $\pi^0$  isolés de basse énergie. Nous trouvons donc que  $S/B \sim 1$  à 15 GeV/c, en augmentant lentement jusqu’à  $S/B \sim 3$  à 100 GeV/c.



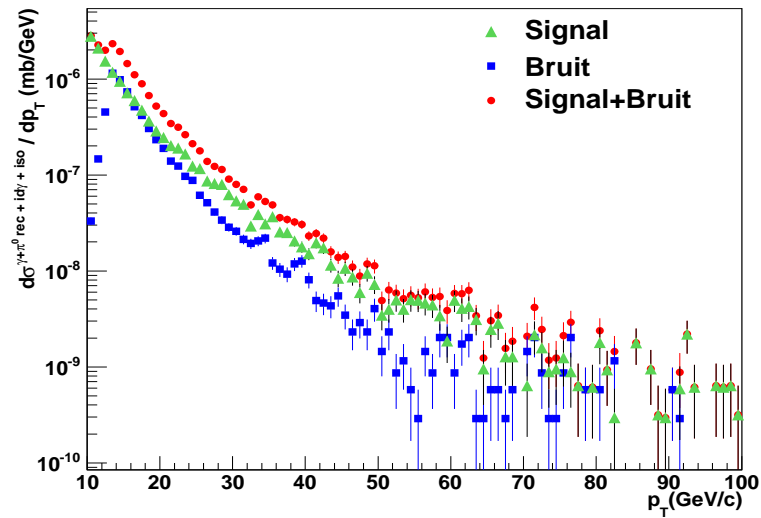


FIGURE 6.6 – Spectres reconstruits de Signal de photons prompts isolés (triangles verts), Bruit (carrés bleus) et de Signal-plus-bruit (cercles rouges) superposés, en fonction de leur impulsion transverse, pour des simulations de collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV, à mi-rapacité.

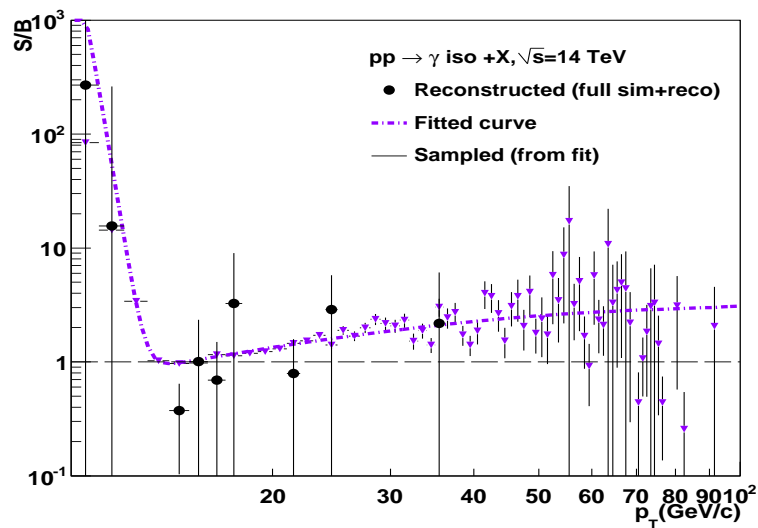


FIGURE 6.7 – Signal sur bruit (S/B) reconstruit avec coupures d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) obtenu par des simulations de collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV, à mi-rapacité. Les points représentent le rapport réel des spectres reconstruits de signal et de bruit isolés sans échantillonnage Signal-plus-Bruit, l'histogramme échantillonné en couleur représente le rapport des histogrammes échantillonnés de signal et de bruit et la courbe représente l'ajustement.

## 6.4 Détermination des corrections expérimentales

Nous déterminons et présentons dans cette section toutes les corrections expérimentales nécessaires dans le calcul final de la section efficace de photons isolés et qui apparaissent dans l'équation 6.14. Rappelons ici l'écriture de la section efficace finale de photons isolés, avec tous les facteurs de correction détaillés :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{p(\gamma|\gamma)} \left( \frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma)}{A \times L \times \epsilon_{trig} \times C \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{iso} \times \epsilon_{smear} \times \Delta p_T \times \Delta \eta} - p(\gamma|\pi^0) \frac{d\sigma^{\pi^0_{iso}}}{dp_T} \right) \quad (6.15)$$

Notons ici que dans notre cas nous avons déjà les sections efficaces, donc le terme :  $\frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma)}{L}$ .

### 6.4.1 Efficacité d'identification des photons

Intéressons nous tout d'abord aux termes d'efficacité d'identification s'exprimant en probabilité conditionnelle d'identifier un photon sachant qu'il s'agit d'un photon et sachant qu'il s'agit d'un pion neutre.

#### 6.4.1.1 Efficacité du PID : $p(\gamma|\gamma)$ , dans un environnement signal

Le terme  $p(\gamma|\gamma)$  est l'efficacité d'identification des photons dans un environnement signal (simulations  $\gamma$ -jet), obtenue par la méthode bayésienne basée sur la forme de la gerbe (cf section 5.3.3.2), qui est appliquée à des énergies intermédiaires (à partir de 10 GeV/c), lorsque les photons du  $\pi^0$  commencent à se recouvrir et ne peuvent plus être identifiés par le calcul de la masse invariante. C'est le rapport du nombre de cluster identifiés comme étant des photons et qui sont réellement des photons, selon l'information Monte Carlo, sur le nombre de clusters qui sont réellement des photons, selon l'information Monte Carlo. La figure 6.8 montre cette efficacité d'identification des photons : elle est égale à 80% de 10 à 45 GeV/c. La perte de 20% peut s'expliquer par l'inefficacité de la méthode bayésienne, dans le calcul des poids et par les photons qui se convertissent dans la TPC et l'ITS. En effet, ici la vérification du *Track-matching*, l'association cluster neutre-particule chargée se fait au niveau de l'identification. Et, comme nous l'avons dit (cf figure 6.10 et figure 5.11), environ 10% des photons se convertissent dans le système de trajectographie. Après 45 GeV/c, comme expliqué dans la section 5.3.3.2, les coupures d'identification sur la forme de la gerbe ne sont plus optimisées, le cluster  $\pi^0$  acquérant une forme parfaitement sphérique. La correction utilisée est toutefois simplement un facteur de 1/0.8. La raison de cela est due au fait que l'ajustement du Signal-plus-Bruit a déjà permis de s'affranchir du décrochage à 45 GeV/c.

#### 6.4.1.2 Contamination du PID : $p(\gamma|\pi^0)$ , dans un environnement bruit

Le terme  $p(\gamma|\pi^0)$  est la contamination de l'identification des photons par les  $\pi^0$ , identifiés par la méthode comme des photons. Elle est évaluée dans des simulations jet-jet, comme le rapport du nombre de clusters identifiés comme photons mais qui sont des  $\pi^0$  selon l'information Monte Carlo, sur le nombre de clusters qui sont réellement des  $\pi^0$ . La figure 6.9 montre le résultat concernant cette contamination. Nous avons ajusté l'histogramme obtenu à une fonction exponentielle. La contamination des  $\pi^0$  identifiés comme photons est inférieure à 10% au-delà de 10 GeV/c. Comme on le voit dans l'équation 6.15, ce terme est multiplié par le bruit de la mesure, la section efficace  $\pi^0$  isolés. Donc plus cette correction est petite, plus on réduit le bruit. Ce terme correctif permet de soustraire statistiquement exactement la même quantité de bruit de  $\pi^0$  isolés que ceux présents dans le terme de gauche du Signal-plus-Bruit :  $N(\text{clusters iso. et id. } \gamma)$ , pour pouvoir obtenir finalement le "signal" de vrais photon isolés.

### 6.4.2 Efficacité de trigger : $\epsilon_{trig}$

ALICE, qui privilégie pendant la première année de prise de données les collisions de biais minimum, n'a actuellement pas de déclenchement haut  $p_T$ . Le HLT est présent mais pas actif. De plus, les simulations utilisées ne comportaient pas de système de déclenchement. Nous ne prendrons donc pas en compte, dans ce travail, cette efficacité dans les corrections. Des études de simulations mentionnées dans la section 3.3.2.1 montrent néanmoins une efficacité de trigger de 100% autour du seuil en énergie du déclenchement cluster EMCAL (cf figure 3.13) aux grandes impulsions transverses.

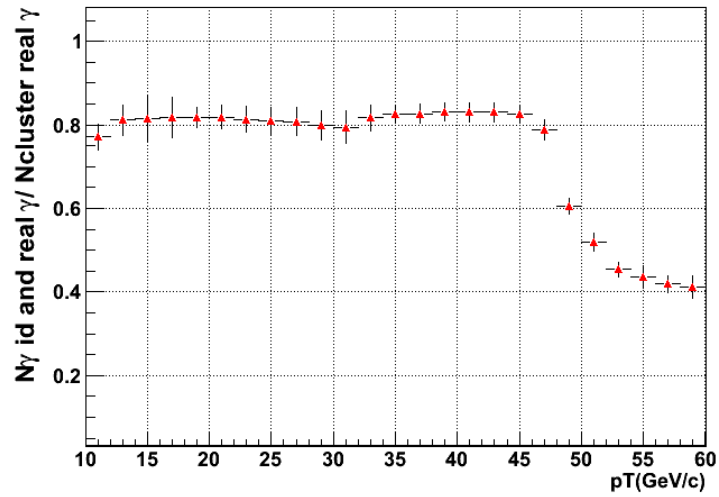


FIGURE 6.8 –  $p(\gamma|\gamma)$  : Efficacité d'identification des photons dans le signal (Gamma-Jet).

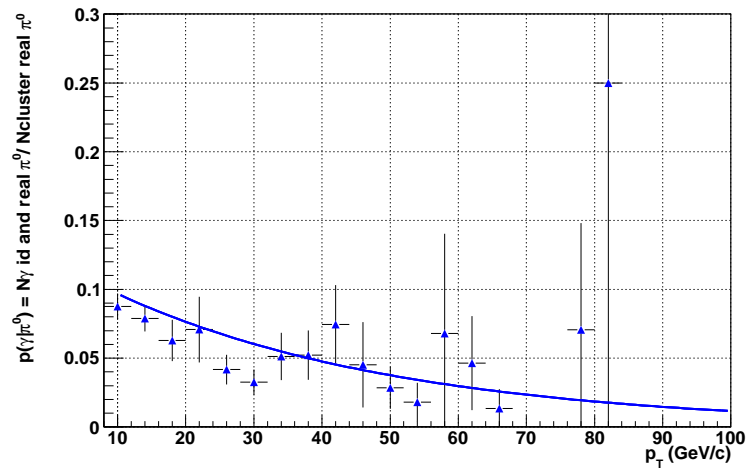


FIGURE 6.9 –  $p(\gamma|\pi^0)$  : Contamination de l'identification des photons par les  $\pi^0$  identifiés comme photons. La courbe est un ajustement exponentiel aux points reconstruits.

### 6.4.3 Acceptance géométrique : A

Le coefficient d'acceptance géométrique  $A$  d'un photon est défini comme la probabilité qu'un photon, émis à mi-rapidité, dans une unité de rapidité et dans tout l'intervalle en azimuth, atteigne l'angle solide couvert par EMCAL. Soit :

$$A_\gamma = \frac{\Delta\phi_{EMCAL} \times \Delta\eta_{EMCAL}}{2\pi \times 1} \quad (6.16)$$

En utilisant l'acceptance totale d'EMCAL, représentée par les 10 super-modules complets, la correction d'acceptance s'exprime comme :

$$A_{\gamma_{EMCALtot}} = \frac{1.9 \times 1.4}{2\pi} \simeq 0.4 \quad (6.17)$$

En utilisant la coupure fiduciaire correspondant à un rayon d'isolement de  $R = 0.4$ , explicitée dans la section 6.2.2, le terme d'acceptance devient :

$$A_{\gamma_{fid}} = \frac{1.1 \times 0.6}{2\pi} \simeq 0.1 \quad (6.18)$$

L'acceptance, tenant compte de la géométrie d'EMCAL entier, à prendre en compte est donc de  $\sim 40\%$ , et celle tenant compte en plus de la coupure fiduciaire utilisée pour l'isolement ( $R = 0.4$ ) est d'environ  $10\%$ . Seulement  $10\%$  des photons isolés générés à mi-rapidité sont reconstruits dans l'acceptance utile d'EMCAL. La correction d'acceptance utilisée est donc de  $1/0.1 = 10$ . La correction d'acceptance des photons ne dépend ni de leur impulsion transverse, ni de leur rapidité. C'est pourquoi nous avons choisi de ne présenter ici qu'un coefficient d'acceptance calculé simplement de façon géométrique.

### 6.4.4 Le terme de conversion : C

La perte des photons due à leur conversion dans les matériaux devant EMCAL, en une paire électron-positron, est une composante non-négligeable dans la correction du spectre de photon isolés (cf figure 6.2). La correction se fait par la probabilité de non-conversion des photons. Notons  $P_\gamma^{conv}$  la probabilité de conversion des photons. Elle s'exprime comme suit :

$$P_{\gamma^{conv}} = 1 - e^{-\frac{7}{9} \frac{X}{X_0}} \quad (6.19)$$

Le rapport  $\frac{X}{X_0}$  est le nombre de longueurs de radiations devant EMCAL, en pourcentage de  $X_0$ . En faisant la somme des nombres de longueurs de radiation dans chacun des 4 détecteurs placés devant EMCAL, le pourcentage de longueur de radiation est égal à  $88\%$ . Donc :

$$P_{\gamma^{conv}} = 1 - e^{-\frac{7}{9} \times 0.88} = 0.5 \quad (6.20)$$

Soit  $50\%$  de chance pour un photon de convertir en  $e^+e^-$  avant d'entrer dans EMCAL. Détecter un photon dans EMCAL se fait donc avec une probabilité de  $1 - 50\% = 50\%$ . Ce résultat est parfaitement consistant avec ceux qui tiennent compte de la simulation GEANT3 complète des détecteurs, montrés sur la figure 6.2.

Cependant, les conversions dans le TRD et le TOF, qui sont situés juste avant EMCAL, n'impliquent pas toutes véritablement une perte de photons, car la gerbe n'a pas le temps de se développer entièrement et l'électron et le positron produits ne sont pas significativement déviés dans le champ magnétique. Seulement des *pré-shower* sont créées dans la plupart des cas, qui impliquent que la paire  $e^+e^-$  est encore identifiée comme un seul photon dans EMCAL. De plus, la méthode de *Track-matching* ne tient pas compte des *Hits* dans le TRD et le TOF. Nous faisons donc ici l'hypothèse raisonnable que toutes les conversions dans le TRD et le TOF ne sont pas vraiment problématiques. Nous ne considérerons donc pas les effets de conversion dans ces détecteurs et nous nous limiterons aux pertes dans la TPC et l'ITS. Dans ce cas-là, moins de  $10\%$  des photons convertissent dans l'ITS et la TPC (voir figure 5.11). Ces résultats de simulations ont été en fait confirmés par les vraies données. La figure 6.10 montre en effet une perte de  $8\%$  des photons par conversion dans la TPC et l'ITS.

La probabilité de conversion est à peu près constante en fonction du  $p_T$  du photon et donc un petit facteur correctif de  $1/(1-P_{\gamma^{conv}}) = 1/(1-0.1) = 1/0.9$  est à appliquer au spectre de photons observés, pour se rapporter au spectre réellement produit.

En réalité, la correction due à la conversion est incluse dans le PID comme nous l'avons vu, section 6.4.1.1. Nous ne corrigeons donc pas directement de cet effet dans l'équation 6.14.

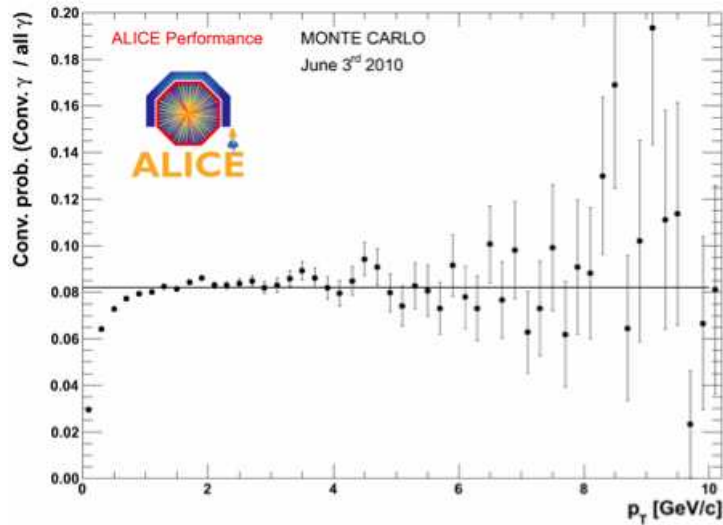


FIGURE 6.10 – Probabilité de conversion des photons dans la TPC et l’ITS, obtenue durant la prise de données à 7 TeV.

#### 6.4.5 Efficacité de reconstruction des photons : $\epsilon_{reco}$

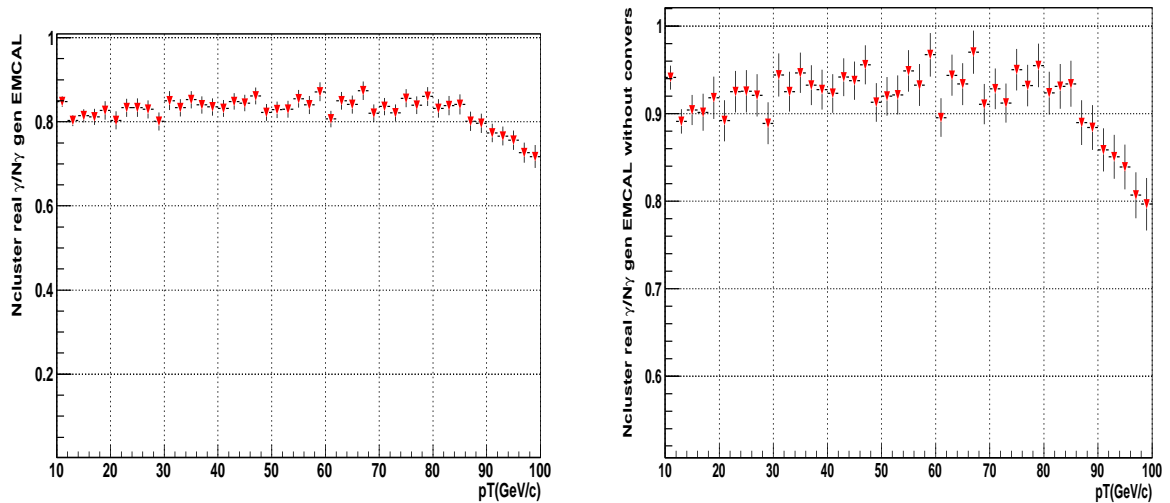


FIGURE 6.11 – Efficacité de reconstruction des photons  $\epsilon_{reco}$  dans EMCAL (à gauche) et efficacité de reconstruction des photons dans EMCAL, sachant qu’ils ne se sont pas convertis (à droite).

L’efficacité de reconstruction tient compte de la probabilité de mesurer dans le détecteur la même quadriimpulsion de la particule observée, que celle qui a été générée. Par exemple, on regarde si un cluster a la même énergie que celle qu’avait la particule en réalité au moment de sa production. Cette efficacité corrige donc des pertes dues aux défauts de reconstruction de l’énergie, à la clusterisation et au calibrage, et, s’il y en a, des pertes dues à la présence de mauvais canaux dans les détecteurs.

La figure 6.11 à gauche montre cette efficacité, comme le rapport entre le nombre de clusters réellement photons et le nombre de photons générés dans EMCAL. Cependant, la perte des photons qui se convertissent est aussi incluse dans l’histogramme. Sachant que tous les termes de correction doivent être indépendants pour se factoriser comme termes multiplicatifs dans l’équation 6.14 et que nous tenons déjà compte de la conversion

dans le terme d'efficacité d'identification,  $p(\gamma|\gamma)$ , nous avons retiré ici l'effet de la conversion. Nous n'avons donc considéré que les cas où les photons ne se sont pas convertis.

La figure 6.11 à droite montre cette nouvelle efficacité, obtenue en divisant le nombre de clusters réellement photons par le nombre de photons générés dans EMCAL qui ne se convertissent pas. Elle est d'environ 90% sur toute la gamme en  $p_T$  (même si l'on observe une légère baisse au-delà de 90 GeV/c).

#### 6.4.6 Pertes dues à l'Underlying Event : $\varepsilon_{iso}$

Comme nous l'avons vu précédemment, les photons directs ne sont pas tous isolés, à cause de l'UE qui contamine le cône d'isolement. La figure 6.12 montre, d'après PYTHIA 6.420, qu'ils ne sont isolés qu'à 80-100% pour des impulsions transverses allant de 10 à 100 GeV/c. Cela indique que l'UE fait perdre jusqu'à 20% de vrais photons isolés, à des impulsions transverses d'environ 10 GeV/c. Nous avons déjà trouvé ce même résultat à partir des clusters isolés reconstruits dans notre analyse avec le réglage PYTHIA D6T (voir figure 6.3). La nouveauté ici est que nous utilisons les deux réglages de PYTHIA : *hard* et *soft* pour avoir deux mesures de l'UE et ainsi pouvoir déterminer l'incertitude systématique reliée à ce terme correctif (cf section 6.6). Donc nous trouvons que la fraction de photons directs isolés, ou  $\varepsilon_{iso}$ , est d'environ 80% ( $\pm 5\%$ ) à 10 GeV/c et augmente jusqu'à atteindre 100% à 100 GeV/c.

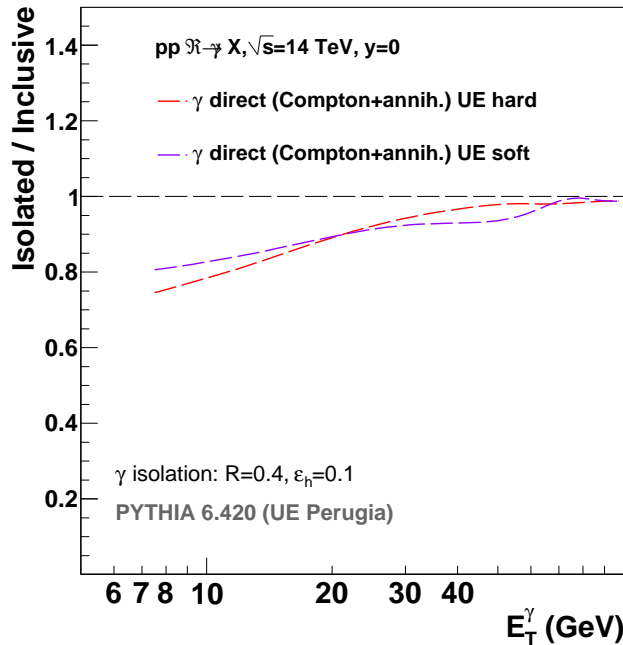


FIGURE 6.12 – Probabilité d'isoler les vrais photons isolés en tenant compte des pertes dues à l'UE.

#### 6.4.7 Résolution en énergie (*smearing*) : $\varepsilon_{smear}$

La correction de *smearing* est liée aux modifications de la forme du spectre reconstruit dues à la résolution en énergie absolue d'EMCAL. La résolution traduit l'incertitude sur la reconstruction de l'énergie (et la direction) de la particule qui formera un cluster, qui est due à la réponse du détecteur et aux fluctuations intrinsèques à toute mesure. Une particule peut être reconstruite avec plus ou moins d'énergie que son énergie initiale, et cela se matérialise par une largeur donnée de la distribution  $p_T(reco)/p_T(vrai)$  autour de 1. En général, la réponse est gaussienne et la résolution est sa largeur. La convolution d'une réponse gaussienne avec un spectre de photons très piqué en énergie (loi en puissance) résulte en une migration de coups vers les intervalles en énergie supérieurs. Des techniques de *unsmearing* ou *unfolding* du spectre reconstruit existent, qui permettent de s'affranchir de ces effets de résolution, qui sont d'autant plus importants que l'échantillonnage en  $p_T$  est large.

Nous avons montré dans la section 3.3.2.2 que la résolution en énergie relative d'EMCAL est bien reproduite par un ajustement du type :

$$\sigma_{p_T} = \sqrt{a^2 + (b^2/p_T) + (c/p_T)^2} \quad (6.21)$$

avec  $a = 1.7\%$ ,  $b = 110 \text{ MeV}^{1/2}$  et  $c = 51 \text{ MeV}$ .

La résolution absolue s'obtient en multipliant la fonction d'ajustement de la résolution en énergie relative (cf équation 6.21) par l'énergie, c'est-à-dire  $\Delta p_T = \sigma_{p_T} \times p_T$ . La figure 6.13 montre la résolution en énergie absolue d'EMCAL ainsi obtenue. Nous pouvons constater qu'une résolution en énergie de 1 GeV est obtenue pour des impulsions transverses allant jusqu'à environ 70 GeV/c, puis de 2 GeV jusqu'à environ 130 GeV/c, etc. En fait, si la statistique d'évènements est assez large, la résolution en énergie d'EMCAL est suffisamment bonne pour entraîner un échantillonnage en  $p_T$  suffisamment fin : 1 GeV/c jusqu'à 70 GeV/c, 2 GeV/c jusqu'à 130 GeV/c, etc., pour que la correction de *smearing* soit petite. Nous avons décidé de la négliger ici.

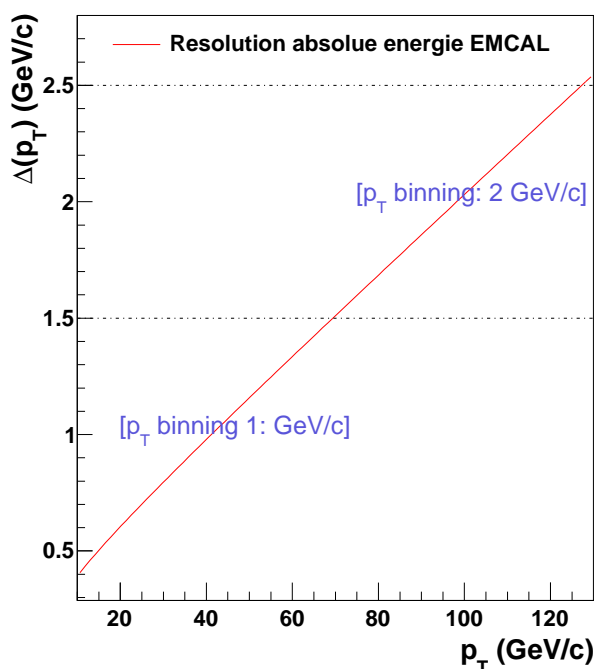


FIGURE 6.13 – Résolution en énergie absolue d'EMCAL en fonction du  $p_T$  du photon. Les lignes en traits interrompus indiquent les séparations des intervalles en  $p_T$  du spectre associés.

#### Conclusion :

Dans cette partie, nous avons déterminé tous les coefficients correctifs introduits dans l'équation 6.14. Finalement, les coefficients corrigeant le premier terme de l'équation,  $N(\text{clusters iso. et id. } \gamma)$ , sont :  $p(\gamma|\gamma) \times A \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{iso} \approx 0.8 \times 0.1 \times 0.9 \times 0.9$  (en prenant une valeur moyenne pour  $\epsilon_{iso}$  de 0.9), soit environ 6%.

Nous ne sommes donc en mesure de retrouver que 6% des photons isolés réels, et cela est dû, majoritairement, à l'acceptance d'EMCAL et de la coupure fiduciaire ( $R = 0.4$ ) d'isolement, qui représente seulement 10% de l'acceptance totale. Nous corrigeons donc ici de ces effets, par un facteur de  $1/0.06 \approx 17$ . Dans la section suivante nous présentons le résultat quant au spectre final de photon isolés, corrigé par ce facteur 17. Notons qu'en séparant le terme d'acceptance de l'efficacité de détection à proprement parler, celle-ci devient égale à environ  $0.8 \times 0.9 \times 0.9 \approx 0.65$ . Elle est comparable à celle utilisée pour calculer les taux de photons isolés attendus, présentés dans le chapitre 4, section 4.2.1.2.



## 6.5 Spectre de photons prompts isolés corrigé en $p$ - $p$

Dans cette section, nous présentons les résultats finaux obtenus après correction par tous les termes explicités ci-dessus, en appliquant la formule 6.14.

### Spectre de Signal-plus-Bruit corrigé

Pour obtenir le spectre de Signal-plus-Bruit corrigé, nous avons repris ici le spectre de la figure 6.6 et divisé par :

- $A = 0.1$ , explicitée dans la section 6.4.3 ;
- $\epsilon_{reco} = 0.9$ , montrée sur la figure 6.11 à droite ;
- $\epsilon_{iso} \approx 0.8 - 1$  en fonction de  $p_T$ , montrée sur la figure 6.12 ;

Le spectre en impulsion transverse du Signal-plus-Bruit obtenu corrigé par toutes ces efficacités est montré sur la figure 6.14.

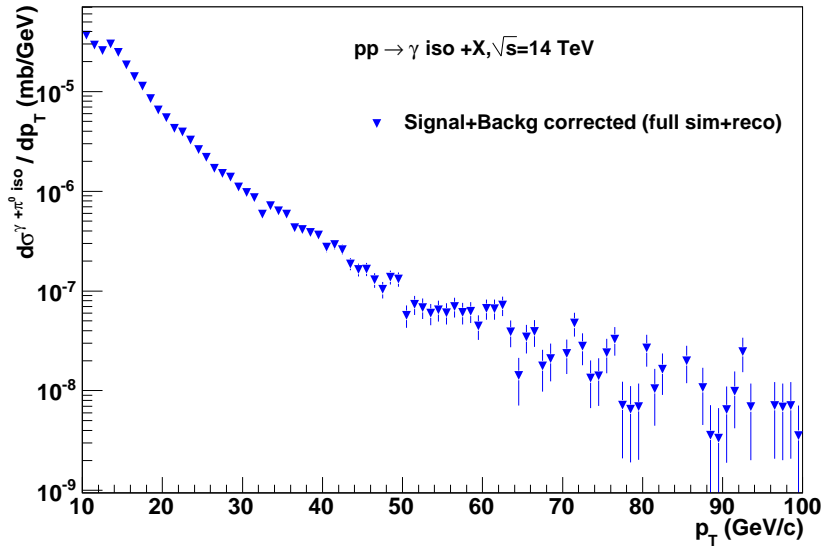


FIGURE 6.14 – Section efficace de Signal-plus-Bruit (photons prompts et  $\pi^0$  isolés), corrigée par  $A \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{iso}$  en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV.

### Soustraction du spectre de $\pi^0$ isolés reconstruit

Au spectre S+B, on soustrait statistiquement la section efficace de  $\pi^0$  isolés théorique, obtenue avec PYTHIA (cf figure 5.24), multipliée par la probabilité  $p(\gamma|\pi^0)$  que ces  $\pi^0$  isolés soient vraiment reconstruits comme des photons isolés par notre analyse (cf section 6.4.1.2). La figure 6.15 montre la section efficace de  $\pi^0$  isolés multipliée par ce terme  $p(\gamma|\pi^0)$ .

### Spectre de photons isolés corrigé final

Finalement, pour obtenir la section efficace de photons isolés finale, nous avons soustrait le bruit des  $\pi^0$  isolés (figure 6.15) au spectre de Signal-plus-Bruit corrigé (figure 6.14), puis divisé le résultat par le terme d'efficacité d'identification des photons,  $p(\gamma|\gamma)$ . La figure 6.16 présente le résultat concernant la section efficace de photons isolés finale, après reconstruction, identification des photons et isolement, puis soustraction du bruit des  $\pi^0$  isolés. Nous avons respecté l'échantillonnage en  $p_T$  correspondant à la résolution en énergie absolue d'EMCAL, explicité dans la partie 6.4.7.

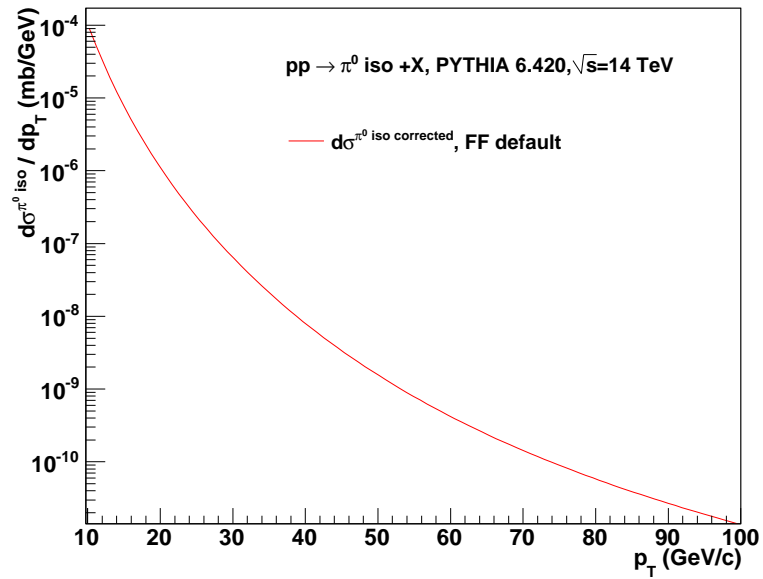


FIGURE 6.15 – Section efficace PYTHIA de  $\pi^0$  isolés (obtenue avec la FF parton  $\rightarrow \pi^0$  *hard-soft* moyennée, cf figure 5.24) en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV, multipliée par la probabilité d’identifier des  $\pi^0$  isolés comme des photons isolés.

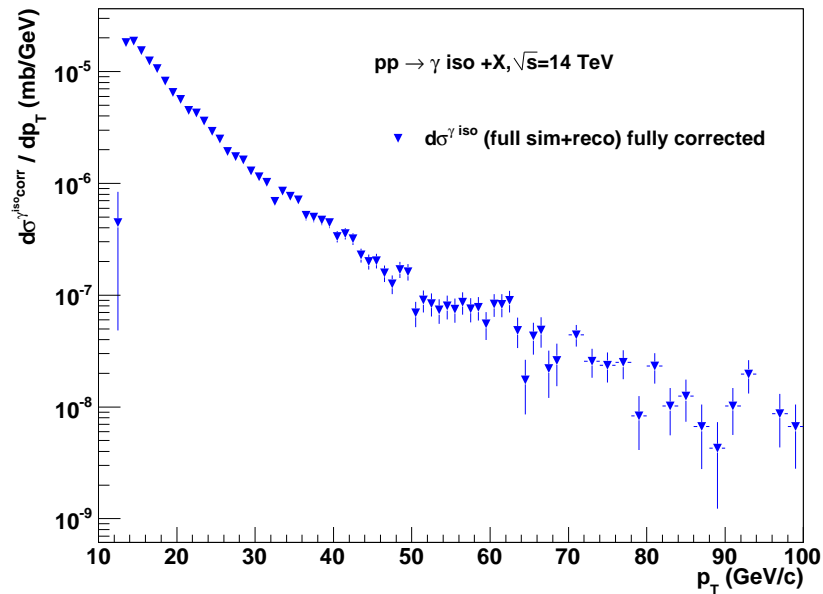


FIGURE 6.16 – Section efficace finale complètement corrigée de photons prompts isolés, obtenus par des simulations  $p$ - $p$  à 14 TeV, à mi-rapacité. Les barres d’erreur statistiques correspondent à une luminosité intégrée de  $24 \text{ pb}^{-1}$ .

## 6.6 Erreurs systématiques

L'incertitude systématique finale de la mesure du spectre de photons isolés est obtenue en propageant chacune des incertitudes individuelles associées à chaque terme de l'équation 6.15. Ces incertitudes sont répertoriées dans le tableau 6.1. Nous les décrivons spécifiquement ici.

### 6.6.1 Étalonnage de l'échelle d'énergie d'EMCAL

La principale source d'erreurs systématiques dans une mesure de spectre dans un calorimètre est, en général, reliée au calibrage de l'échelle d'énergie du calorimètre. Cette "échelle d'énergie" est la précision avec laquelle le calorimètre, ici EMCAL, mesure la vraie énergie d'un cluster donné. Un mauvais étalonnage entraîne un décalage conséquent sur la mesure de l'énergie d'un cluster. Comme le spectre de photons est très piqué, en fonction de l'énergie, une incertitude de quelques pourcentages sur l'axe des  $x$  (ici  $p_T$ ) se traduit par une incertitude propagée très large sur l'axe des  $y$  (section efficace).

A la différence des effets dûs à la résolution en énergie, l'incertitude liée à l'échelle d'énergie ne peut pas être corrigée. Le seul moyen de minimiser cette incertitude consiste donc à améliorer le plus possible la calibration absolue du détecteur à l'aide de plusieurs méthodes (positions des MIP pics, des pics de résonances di-photons ou di-électrons,...). L'étalonnage final d'EMCAL prévu est de  $\pm 1\%$ .

Nous avons testé trois exemples de valeurs de précision de l'étalonnage d'EMCAL : à 1%, 3% et 5% près, et implémenté cette imprécision sur le spectre de photons isolés, ajusté par une fonction de "Hagedorn" de la forme :  $f(p_T) = \frac{1}{(1+p_T/p_0)^n}$  [122]. Nous trouvons  $p_0 = 3 \text{ GeV}/c$  et  $n = -4.5$  (cf figure 6.17). Pour obtenir l'incertitude propagée, nous avons additionné et soustrait chacune de ces valeurs ( $\pm 1\%$ ,  $\pm 3\%$  et  $\pm 5\%$ ) dans l'ajustement de la section efficace de photons isolés, c'est-à-dire, nous avons considéré les distributions résultantes après avoir appliqué un décalage  $\pm \Delta p_T$  sur le spectre original :

$$f(p_T \pm \Delta p_T) = \frac{1}{(1 + ((p_T \pm \Delta p_T)/p_0))^n} \quad (6.22)$$

avec  $\Delta p_T = [0.01, 0.03 \text{ et } 0.05] p_T$ . Puis, nous avons tracé le rapport entre les spectres max (et min) et le spectre initial, pour obtenir l'incertitude sur la section efficace de photons isolés générée par l'incertitude sur l'échelle en  $p_T$ . La figure 6.18 montre les trois cas d'incertitudes,  $\Delta p_T = [0.01, 0.03 \text{ et } 0.05] p_T$ , propagées sur le spectre de photons isolés. On constate qu'une incertitude de  $\pm 1\%$ ,  $\pm 3\%$  et  $\pm 5\%$  sur l'échelle en  $p_T$  (axe  $x$ ) implique une incertitude propagée sur le spectre d'environ  $\pm 5\%$ ,  $\pm 12\%$  et  $\pm 20\%$  respectivement.

Nous retiendrons pour la suite la valeur de 12% pour l'incertitude propagée sur la section efficace de photons isolés, qui est due à une imprécision moyenne sur l'échelle d'énergie d'EMCAL de 3%, en supposant cette valeur intermédiaire comme étant la plus réaliste, pour les premières années de prise de données.

### 6.6.2 Incertitude sur la FF des $\pi^0$ isolés

L'autre plus grande source d'incertitude dans notre analyse est celle liée à la section efficace théorique de  $\pi^0$  isolés, qui dépend du choix de la fonction de fragmentation utilisée. Nous avons montré dans la section 5.4.2.2 que le choix de la FF *hard* pouvait entraîner jusqu'à 1.7 fois plus de  $\pi^0$  isolés produits que la FF *soft* (cf figure 5.25). L'erreur systématique reliée au choix de la FF s'obtient en prenant la différence relative entre les deux FF, soit :  $1 \pm \frac{FF_{hard}}{FF_{soft}}$ . L'incertitude systématique reliée à la FF (parton  $\rightarrow \pi^0$ ) est montrée sur la figure 6.19. Elle est comprise entre 10% (à 100 GeV/c) et 70% (vers 40 GeV/c).

### 6.6.3 Autres incertitudes

Tous les autres termes de l'équation 6.15 possèdent également une incertitude systématique, mais inférieure :

- L'incertitude sur la luminosité intégrée utilisée est liée à l'erreur sur la lecture des valeurs de la luminosité absolue obtenues avec des "scans de Van der Meer", en collisions  $p$ - $p$ . Nous estimerons cette incertitude à 5%, pour la deuxième année de prise de données au LHC [123].
- L'incertitude sur l'efficacité d'isolement provient du choix de l'UE utilisé. Nous avons montré sur la figure 6.12 les deux efficacités d'isolement obtenues avec les deux paramétrisations de l'UE, *hard* et *soft*. Nous pouvons évaluer l'écart entre les deux spectres à environ 5%.

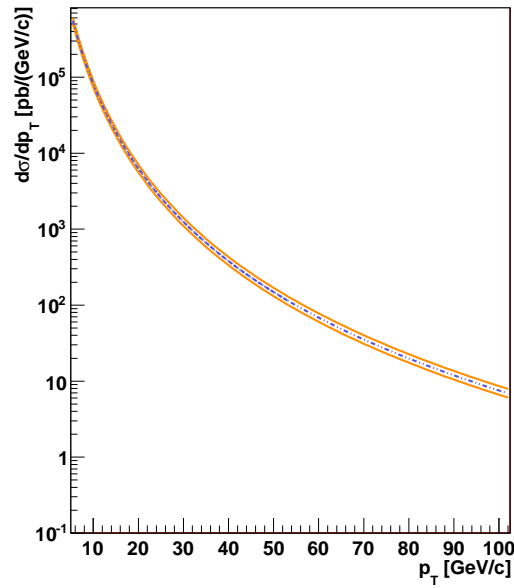


FIGURE 6.17 – Ajustement du spectre final reconstruit et complètement corrigé de photons isolés, par une fonction de Hagedorn (cf équation 6.22, courbe en tiretée). Les courbes supérieure et inférieure correspondant aux incertitudes sur la section efficace (axe  $y$ ) propagées en considérant une imprécision de  $\pm 3\%$  sur l'échelle  $p_T$  (axe  $x$ ) du spectre.

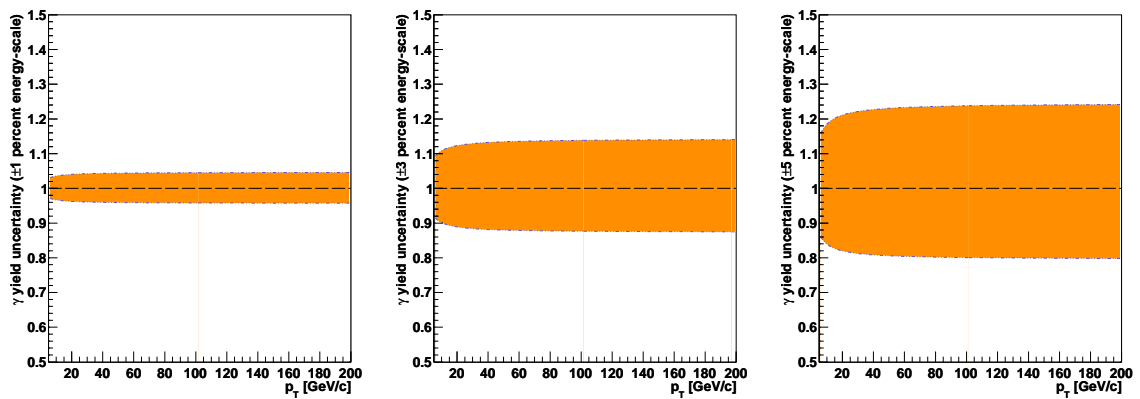


FIGURE 6.18 – Incertitudes relatives sur le spectre en  $p_T$  de photons isolés, propagées en tenant compte d'une erreur de calibration de l'énergie d'EMCAL de  $\pm 1\%$  (à gauche),  $\pm 3\%$  (au centre) et  $\pm 5\%$  à droite.

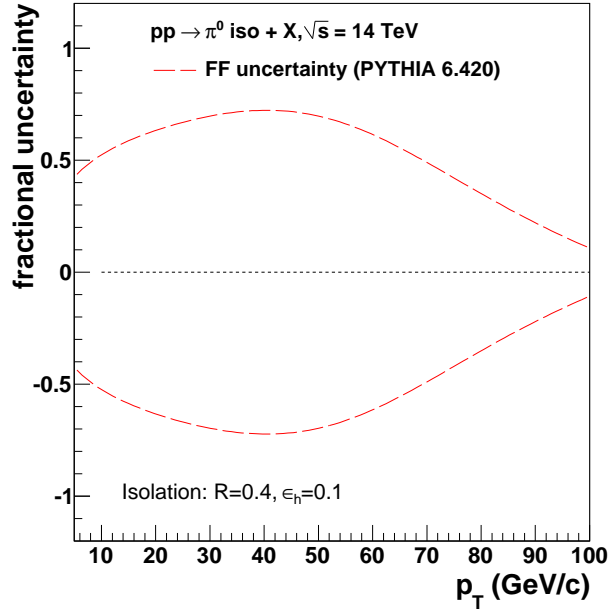


FIGURE 6.19 – Incertitude systématique due au choix de la FF de la section efficace de  $\pi^0$  isolés.

- L’incertitude sur les probabilités d’identification,  $p(\gamma|\gamma)$  et  $p(\gamma|\pi^0)$ , qui peut être obtenue en modifiant les choix de coupures utilisées et qui est estimée à environ 5% chacune.
- L’incertitude sur l’acceptance, due aux zones mortes et aux différences de géométrie implémentées entre GEANT3 et la réalité, peut être estimée à environ 1%.

#### 6.6.4 Propagation des incertitudes sur le spectre final de photons isolés

Les incertitudes individuelles de chaque ingrédient de notre analyse, discutées dans les sous-sections précédentes, doivent se combiner dans une incertitude totale sur la section efficace finale mesurée. Pour cela, il faut utiliser les formules appropriées de propagation d’erreurs.

L’équation 6.14 peut s’écrire comme :

$$F \pm \Delta F = (F_1 \pm \Delta F_1) - (F_2 \pm \Delta F_2) \quad (6.23)$$

avec :

$$F_1 = \frac{N(\text{clusters iso. et id. } \gamma)}{p(\gamma|\gamma) \times A \times L \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{iso} \times 2\pi p_T \times \Delta p_T \times \Delta \eta} \quad (6.24)$$

et :

$$F_2 = \frac{p(\gamma|\pi^0)}{p(\gamma|\gamma) \times 2\pi p_T} \frac{d\sigma_{\pi^0 iso}}{dp_T} \quad (6.25)$$

L’incertitude relative sur le terme  $F_1$  s’écrit :

$$\sigma_{F_1} = \sqrt{\sigma_{p(\gamma|\gamma)}^2 + \sigma_A^2 + \sigma_L^2 + \sigma_{\epsilon_{iso}}^2 + \sigma_{\Delta p_T}^2} \sim 15\%. \quad (6.26)$$

L’incertitude relative sur le terme  $F_2$  s’écrit :

$$\sigma_{F_2} = \sqrt{\sigma_{p(\gamma|\gamma)}^2 + \sigma_{p(\gamma|\pi^0)}^2 + \sigma_{\sigma_{\pi^0 iso}}^2} \sim \sqrt{\sigma_{\sigma_{\pi^0 iso}}^2} \sim \sigma_{\sigma_{\pi^0 iso}} \sim 10 - 70\% \quad (6.27)$$

où l’on peut négliger les incertitudes de  $\pm 5\%$  du PID, par rapport aux incertitudes de  $\pm(10\text{--}70\%)$  dues au choix de la FF théorique pour les  $\pi^0$  isolés (figure 6.19).

Nous résumons dans le tableau 6.1 les différentes sources d'erreurs systématiques et les erreurs systématiques propagées sur le spectre correspondantes. Finalement, donc, l'incertitude relative de notre section efficace  $F$  obtenue de la soustraction de  $F_1$  par  $F_2$  est :

$$\sigma_F = \frac{\Delta F}{F} = \frac{\sqrt{\Delta_{F_1}^2 + \Delta_{F_2}^2}}{F} = \frac{\sqrt{F_1 \sigma_{F_1}^2 + F_2 \sigma_{F_2}^2}}{F} \quad (6.28)$$

En utilisant les résultats des équations 6.26 et 6.27, nous avons trouvé un résultat pour l'incertitude systématique propagée sur  $F$  de l'ordre de  $\sim 30\%$  à 10 GeV/c et  $\sim 15\%$  à 100 GeV/c. L'erreur systématique finale est représentée comme une enveloppe d'incertitude sur le rapport données/théorie montré sur les figures 6.20 et 6.21.

Type	Sources	Incertitude systématique	Incertitude propagée sur spectre
Echelle d'énergie	incertitude calibration EMCAL	3%	12%
Soustraction de $\pi^0$ isolés	incertitude sur FF parton $\rightarrow \pi^0$	10% – 70%	5% – 20%
Corrections de PID	différentes coupures utilisées	5%	5%
Luminosité intégrée	scan de Van der Meer	5%	5%
Efficacité d'isolement	incertitude description de l'UE	5%	5%
Acceptance	zones mortes, diffs. GEANT-réel	1%	1%
TOTAL			15% – 30%

**TABLE 6.1** – Liste des différentes incertitudes systématiques, ordonnées par ordre d'importance, sur les termes intervenant dans le calcul de la section efficace différentielle en  $p_T$  de photons isolés.

Nous voyons que la principale source d'incertitude, celle sur la section efficace des  $\pi^0$  isolés est fortement diminuée grâce au faible terme  $p(\gamma|\pi^0)$ . Mais il est clair qu'en faisant une mesure expérimentale des  $\pi^0$  isolés, on peut espérer contraindre la FF parton  $\rightarrow \pi^0$  et donc s'affranchir de cette importante source d'incertitude. Également, en améliorant l'étalonnage de l'échelle d'énergie à 1%, on peut réduire les incertitudes propagées sur le spectre à 5%. Ainsi, on peut espérer obtenir une incertitude irréductible finale de l'ordre de 10-15%.

## 6.7 Comparaison aux prévisions théoriques

Nous présentons finalement le spectre de photons isolés complètement corrigé obtenu, comparé aux prévisions théoriques de PYTHIA et JETPHOX, au LO et au NLO. Le rapport a été re-échantillonné en  $p_T$  pour diminuer les fluctuations statistiques.

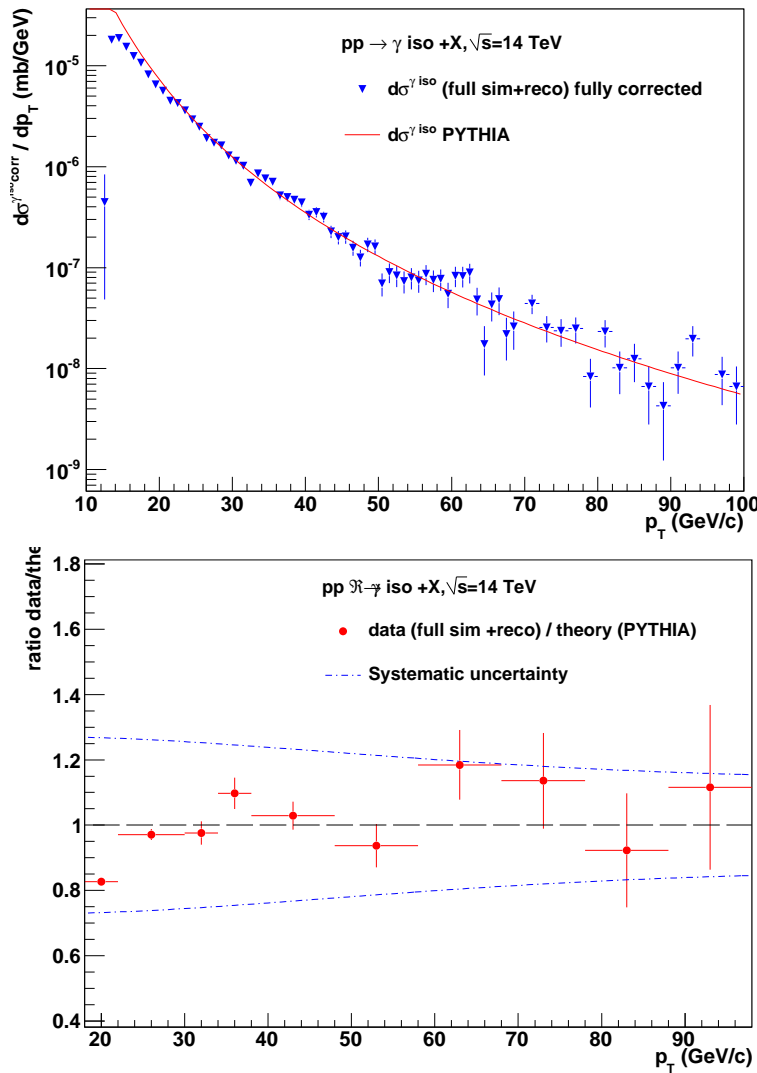
La figure 6.20 présente la section efficace de photons isolés corrigée, superposée à la section efficace PYTHIA pour la production de photons isolés ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, ainsi que le rapport données/théorie associé. Les paramètres de PYTHIA utilisés, étant, nous le rappelons, ceux de la version 6.2 : D6T pour l'Underlying Event et la fonction de fragmentation et CTEQ4L pour la distribution partonique. Nous trouvons un bon accord données-théorie (LO), entre 20 et 100 GeV/c, compris dans les barres d'erreurs statistiques et systématiques. Le fait qu'on trouve  $(\text{PYTHIA sim reco}) / (\text{PYTHIA MC truth}) \approx 1$ , est un *closure test* qui certifie la validité de notre analyse.

Le désaccord entre 10 et 20 GeV/c provient du grand nombre de  $\pi^0$  isolés (PYTHIA) de bas  $p_T$  ( $p_T < 20$  GeV/c), illustré précédemment sur la figure 5.26, qui sont présents dans le terme  $F_2$ , mais par contre bien supprimés

dans le terme  $F_1$ , après reconstruction, identification et isolement des photons. Pour résoudre cela, il aurait peut être fallu utiliser le terme  $p(\gamma|\pi^0 iso)$ , au lieu de  $p(\gamma|\pi^0)$  dans l'équation 6.14 (voir équation 6.9).

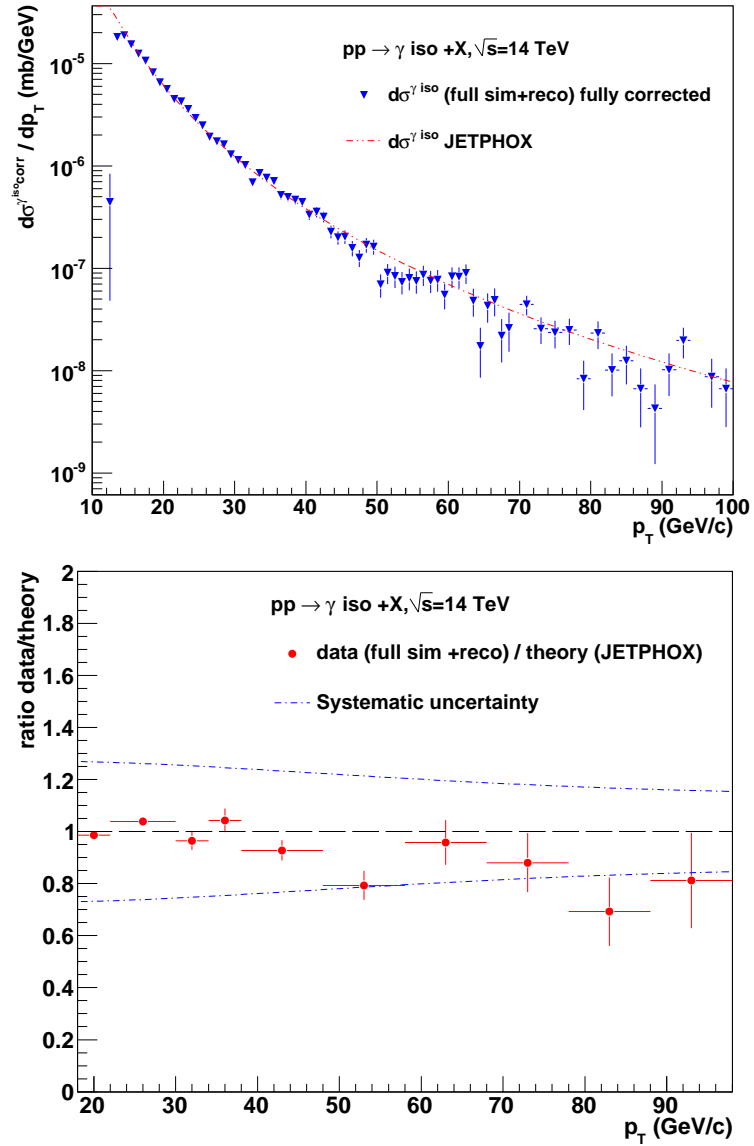
Il est plus naturel de comparer ici notre résultat, provenant de simulations PYTHIA, à la section efficace de photon isolés théorique extraite également de PYTHIA, les deux étant effectuées au premier ordre. Cependant, à titre informatif et en supposant que notre résultat soit approximativement celui qui sera trouvé avec de vraies données, et aussi car le programme JETPHOX a été utilisé dans ce mémoire, nous comparons aussi le résultat aux prédictions de JETPHOX. La figure 6.21 présente la section efficace de photons isolés corrigée, superposée à la section efficace JETPHOX pour la production de photons isolés ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) en collisions  $p$ - $p$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, ainsi que le rapport données/théorie associé. La distribution partonique utilisée dans JETPHOX est MSTW08.

Nous trouvons un bon accord données-théorie (NLO), compris dans les barres d'erreurs statistiques et systématiques.



**FIGURE 6.20** – Comparaison du spectre de photons isolés ( $R = 0.4$ ,  $\epsilon = 0.1$ ) complètement corrigé obtenu à la section efficace invariante PYTHIA de photons isolés en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapidité (en haut) et rapport données/théorie au LO (en bas). Les points mesurés sont représentés avec leurs erreurs statistiques. La bande en pointillés correspond aux erreurs systématiques propagées sur le spectre. La configuration pour l'Underlying Event et la fonction de fragmentation utilisée est D6T et CTEQ4L pour la distribution partonique.





**FIGURE 6.21** – Comparaison du spectre de photons isolés ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) complètement corrigé obtenu à la section efficace invariante JETPHOX de photons isolés en collisions  $p$ - $p$  à mi-rapidité (en haut) et rapport données/théorie au NLO (en bas). Les points mesurés sont représentés avec leurs erreurs statistiques. La bande en pointillés correspond aux erreurs systématiques propagées sur le spectre. La distribution partonique utilisée dans JETPHOX est MSTW08.

## 6.8 Conclusion générale

Nous avons présenté dans ce dernier chapitre une méthode, applicable sur les données, permettant d'extraire la section efficace invariante des photons isolés en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV à mi-rapidité. Nous avons construit, à partir de simulations, un Signal-plus-Bruit réaliste, représentant un échantillon typique de signal et de bruit de photons et  $\pi^0$  isolés, pondérés par leurs sections efficaces respectives. Nous avons montré qu'en appliquant des coupures événement par événement d'identification des photons, ainsi que des coupures d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ), nous améliorons significativement le rapport S/B (par rapport à la figure 5.29). Enfin, nous avons soustrait statistiquement la section efficace théorique (PYTHIA) de  $\pi^0$  isolés à ce spectre, de façon à éliminer le bruit de fond des  $\pi^0$  isolés résiduel. La section efficace extraite a été corrigée de toutes les efficacités d'acceptance, de reconstruction, d'identification et d'isolement pour être enfin comparée à la théorie. Les erreurs systématiques ont pu être estimées. Elles sont larges, comprises entre 20 et 30%. Avec une telle erreur systématique sur la mesure, nous pouvons à priori conclure, en la comparant à celle liée au choix de la PDF, d'environ 15% (voir section 4.3.2), qu'elle ne permettra pas beaucoup de contraindre les modèles théoriques. Cependant, ce serait oublier qu'il est possible de significativement réduire, sur les vraies données, ces incertitudes systématiques, en mesurant les  $\pi^0$  isolés et en améliorant l'étalonnage de l'échelle d'énergie d'EMCAL. Il sera alors possible de tirer parti de la mesure des photons isolés pour contraindre directement  $g(x, Q^2)$ , particulièrement à petit  $x$  ( $x = 10^{-3}$ ), en incluant les points mesurés dans les futures analyses d'ajustements globaux (voir partie 4.3.2). Finalement, le rapport données/théorie final obtenu est consistant, proche de l'unité, compris dans les barres d'erreurs statistiques et systématiques. Nous avons donc présenté ici une méthodologie valide et nous pouvons retenir les valeurs des corrections trouvées, qui pourront être ensuite utilisées pour l'analyse des vraies données.

# Conclusion

L'étude de la production de photons prompts de grande impulsion transverse ( $p_T \gg \Lambda_{QCD} = 0.2 \text{ GeV}$ ) dans les collisions hadroniques est une sonde avantageuse de la pQCD. Au LHC, les photons vont permettre de confronter les données avec les prédictions théoriques, à des énergies encore inégalées. En plus de constituer une référence à l'étude des photons produits dans le milieu en collisions d'ions lourds, l'étude des photons en collisions proton-proton au LHC permettra aussi de contraindre les distributions des gluons dans le proton et de mieux caractériser la théorie de l'interaction forte. La mesure est toutefois compliquée par un large bruit de fond provenant de la désintégration du  $\pi^0$  en deux photons qui se superposent à grande énergie. Dans cette thèse, nous avons présenté une méthode qui permet de s'affranchir de ce bruit de fond, en utilisant les coupures d'identification et d'isolement des photons. La méthode explicitée ici a permis d'obtenir la section efficace des photons isolés en collisions  $p-p$  à 14 TeV dans l'expérience ALICE au LHC.

Le premier chapitre a permis d'introduire le contexte de l'étude des photons prompts et des photons isolés en collisions  $p-p$  au LHC. Il expose de façon synthétique une introduction à la chromodynamique quantique et les motivations physiques pour la mesure de la section efficace de photons. La problématique du bruit de fond, provenant principalement des décroissances des pions neutres, est exposée; elle permet de motiver l'étude de l'isolement des photons et les enjeux de cette mesure. Une revue complète des mesures expérimentales historiques de photons prompts et de photons isolés est effectuée, en tirant finalement des conclusions sur les propriétés que devra posséder le calorimètre d'ALICE pour faire une telle mesure.

Le deuxième chapitre décrit brièvement l'accélérateur LHC, ainsi que l'expérience ALICE et ses divers détecteurs. Des premiers résultats d'ALICE sont très succinctement présentés.

Le troisième chapitre présente tout particulièrement le calorimètre électromagnétique EMCAL d'ALICE, qui est le détecteur essentiel pour mesurer les photons de grande impulsion transverse. Ce chapitre comporte une présentation détaillée du calorimètre et de ses performances, qui ont été obtenues à partir de tests sous faisceau. La bonne résolution spatiale d'EMCAL, de  $1.5 \text{ mm} \oplus 5.3 \text{ mm} / \sqrt{E}$ , sa bonne résolution en énergie, de  $\frac{\Delta(E)}{E} \% = (1.7 \pm 0.3) \% \oplus \frac{(11.1 \pm 0.4) \%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(5.1 \pm 0.7) \%}{E}$ , la bonne uniformité de sa réponse, à moins de 1 %, pour l'ensemble des tours, ainsi que sa bonne granularité, de  $0.01 \times 0.01$ , montrent son intérêt pour la reconstruction et la mesure des particules électromagnétiques, et plus particulièrement des photons.

Une partie est consacrée à une étude réalisée sur l'analyse de la réponse du calorimètre aux tests sous faisceau. Un bon ajustement du signal a été trouvé et une bonne linéarité du signal utilisant les deux gammes d'énergie du calorimètre (haut et bas gain) a été prouvée. Cela a conduit à fixer une valeur seuil sur le nombre de coups ADC de la réponse, à 950 coups ADC, au-delà de laquelle le bas gain sera utilisé, lorsque le signal utilisant le haut gain sature.

Nous avons présenté de façon très succincte les premières mesures d'EMCAL sur les données, notamment les premiers spectres de masse invariante du  $\pi^0$ , obtenus jusqu'à 10 GeV/c.

Enfin, nous avons comparé les caractéristiques d'EMCAL (granularité, résolution en énergie, distance au point d'interaction) avec celles des autres calorimètres du LHC (ceux d'ATLAS et de CMS, ainsi que PHOS et le futur DCAL) et ainsi pu conclure quant à la mesure attendue, inclusive et isolée, des photons, sur les différentes expériences.

Dans le quatrième chapitre, nous avons introduit les générateurs d'évènements JETPHOX et PYTHIA, dont nous avons réalisé une étude comparative en termes de contributions relatives des différents sous-processus de production de photons prompts et photons prompts isolés. Avec PYTHIA, le processus Compton domine à partir de 20 GeV, alors qu'à plus basse énergie, ce sont les photons de fragmentation. En appliquant des coupures d'isolement, la contribution Compton domine sur toute la gamme en énergie, même si de 30 à 40% des photons isolés viennent de la fragmentation. Avec JETPHOX, le processus Compton dépasse celui des photons de fragmentation à partir de 40 GeV. En appliquant des coupures d'isolement, la contribution Compton domine largement sur toute la gamme en énergie, les photons de fragmentation isolés représentant seulement environ 15% des photons isolés.

Nous avons ensuite présenté des estimations, calculées avec JETPHOX, au NLO, des sections efficaces de photons prompts isolés attendues aux énergies LHC, ainsi que les taux de photons isolés attendus ( $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ ), pour différentes luminosités intégrées, différents paramètres d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $R = 0.2$  et

$\varepsilon = 0.1$ ), pour les énergies  $p$ - $p$ , ainsi que  $Pb$ - $Pb$  (en supposant un déclenchement à haut  $p_T$  parfaitement efficace). A 7 TeV, pour une luminosité intégrée de  $1 \text{ pb}^{-1}$ , le  $p_T$  maximal prédit est d'environ 45 GeV/c et pour une luminosité intégrée de  $15 \text{ pb}^{-1}$ , d'environ 80 GeV/c. A 14 TeV, pour une luminosité intégrée de  $24 \text{ pb}^{-1}$ , le  $p_T$  maximal prédit est d'environ 100 GeV/c ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ) et d'environ 120 GeV/c ( $R = 0.2$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ).

Finalement, nous avons montré que l'isolement des photons, qui permet de s'affranchir de la plupart des photons de fragmentation et d'avoir une proportion de photons isolés aux deux tiers occupée par Compton, sera en mesure de fournir une mesure directe intéressante de la densité de gluons  $g(x, Q^2)$  dans le proton. Les trois PDF étudiées, implémentées dans JETPHOX, entraînent des variations de  $\pm 15\%$  dans les spectres de photons isolés. Nous avons présenté des arguments pour motiver l'incorporation des données photons du LHC dans les futures analyses des ajustements globaux.

Le cinquième chapitre explique la reconstruction et l'identification des photons dans le calorimètre EM-CAL, et finit par motiver et décrire l'isolement, au niveau Monte Carlo. Après une brève partie détaillant à titre d'exemple un évènement  $p$ - $p \rightarrow \gamma + X$  typique, nous présentons les mécanismes de reconstruction des photons, notamment l'algorithme de clusterisation et la discrimination entre photons et particules chargées, effectuée par une méthode d'association trace chargée-cluster de bonne efficacité (environ 80% pour les électrons).

Puis l'identification des photons, après reconstruction, par différentes techniques, utilisées pour différentes gammes en énergie, est décrite. Nous avons introduit un modèle simple de discrimination entre les pions neutres et les photons pour illustrer le problème. L'identification des photons par la technique de la forme de la gerbe, applicable après 10 GeV/c, et que nous utiliserons dans cette étude, est présentée. Au-delà de 45 GeV/c, les coupures de forme de gerbe ne sont plus optimisées et il devient indispensable d'isoler les photons pour pouvoir les séparer du fond des  $\pi^0$ .

Nous présentons alors une étude complète, après optimisation des coupures d'isolement, de l'isolement des photons (signal) mais aussi des  $\pi^0$  (bruit dû aux  $\pi^0$  de grand  $z$ ), ainsi que du rapport signal/bruit (S/B), au niveau purement MC, en utilisant deux configurations de PYTHIA. Nous présentons les sections efficaces de photons et de  $\pi^0$ , avec et sans coupure d'isolement, ainsi que les proportions de photons et  $\pi^0$  isolés. Nous montrons clairement comment la coupure d'isolement permet une amélioration significative du rapport S/B, pour des impulsions transverses comprises entre 10 et 100 GeV/c : il devient supérieur à 1, à partir d'environ 30 GeV/c.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous présentons une méthode, applicable sur les données, permettant d'extraire la section efficace invariante des photons isolés en collisions  $p$ - $p$  à 14 TeV à mi-rapidité.

Nous avons construit, à partir de simulations, un Signal-plus-Bruit réaliste, représentant un échantillon typique de signal et de bruit de photons et  $\pi^0$  isolés, pondérés par leurs sections efficaces respectives. Cette étude, réalisée à partir de données simulées, tient compte à la fois de la statistique attendue pour 8 mois de prise de données à 14 TeV et des conditions de reconstruction du signal avec le calorimètre, à l'aide des coupures étudiées précédemment.

Nous avons montré qu'en appliquant des coupures d'identification des photons évènement par évènement, ainsi que des coupures d'isolement ( $R = 0.4$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ), nous améliorons significativement le rapport S/B, qui est trouvé supérieur à 1 sur l'ensemble du domaine cinématique.

Enfin, nous avons soustrait statistiquement la section efficace théorique (PYTHIA) de  $\pi^0$  isolés à ce spectre, de façon à éliminer le bruit de fond résiduel des  $\pi^0$  isolés. La section efficace extraite a été corrigée de toutes les pertes dues aux efficacités d'acceptance, de reconstruction, d'identification et d'isolement pour être enfin comparée à la théorie, au premier et second ordre (PYTHIA et JETPHOX). Une première évaluation des erreurs systématiques auxquelles on peut s'attendre pour cette mesure a été menée : elle est comprise entre 20 et 30% et représentée comme une enveloppe d'incertitude sur le rapport données/théorie. Il est possible, toutefois, de significativement réduire cette incertitude, sur les vraies données, en mesurant les  $\pi^0$  isolés et en améliorant l'étalonnage de l'échelle d'énergie. Il sera alors possible de tirer parti de la mesure des photons isolés pour contraindre directement  $g(x, Q^2)$ , particulièrement à petit  $x$  ( $x = 10^{-3}$ ), en incluant les points mesurés dans les futures analyses d'ajustements globaux (voir partie 4.3.2).

Le rapport données/théorie final obtenu est consistant, proche de l'unité, compris dans les barres d'erreurs statistiques et systématiques. Nous avons donc présenté ici une méthodologie valide et nous pouvons retenir les valeurs des corrections trouvées, qui pourront être ensuite utilisées pour l'analyse des vraies données.

Comme nous l'avons dit, cette méthode se positionne dans le cadre d'une future analyse de données en proton-proton. Malheureusement, avec le retard du LHC, ce test sur les données n'a pas pu être réalisé. Il serait donc intéressant d'appliquer cette méthode sur les données, une fois EMCAL calibré, en utilisant la section efficace de  $\pi^0$  isolés qui sera obtenue. La mesure expérimentale des  $\pi^0$  isolés permettrait, en effet, de s'affranchir de la plus grande source d'erreur systématique actuellement présente sur les simulations, celle due à la fonction de fragmentation des  $\pi^0$ .

Les critères d'isolement ont été choisis en nous référant à des études existantes et en évaluant, à première vue, l'impact de l'acceptance du calorimètre et de l'Underlying Event sur l'isolement. Une étude plus systématique, tenant compte du signal sur bruit obtenu pour différentes coupures, pourrait être envisagée pour les optimiser. Cette thèse se situant dans le cadre de la collaboration ALICE, optimisée pour les collisions  $Pb-Pb$ , et la mesure des photons isolés ayant, comme principal intérêt, de servir de référence à celle en Plomb-Plomb, il est également nécessaire de discuter ce résultat au regard des futures collisions  $Pb-Pb$ . Dans une analyse de photons isolés en collisions  $Pb-Pb$ , les paramètres d'isolement sont à revisiter. La coupure en énergie,  $\epsilon$ , n'est pas appropriée dans ce cas, car la production de particules en  $Pb-Pb$  est plus dense, particulièrement à petit  $p_T$ . Il convient donc, en  $Pb-Pb$ , d'utiliser un seuil en  $p_T$  maximum, de quelques GeV. Il sera également probablement nécessaire de diminuer le rayon de cône d'isolement.

Les coupures d'identification (PID) dans l'algorithme de reconstruction d'ALICE pourraient être optimisées, de façon à s'affranchir complètement ou significativement de la contamination, le terme  $p(\gamma|\pi^0)$ . Jusqu'à présent, l'identification est basée sur un seul paramètre  $\lambda_0^2$ , le carré du demi grand axe de la gerbe. Des analyses discriminantes multi-variées pourraient être envisagées. De plus, l'algorithme de reconstruction des clusters dans EMCAL n'est pas encore au point. En effet, depuis l'arrivée des premières données et des problèmes d'étalonnage qui ont suivi, cet algorithme a dû être repensé. Et si les algorithmes de reconstruction d'EMCAL sont modifiés, il faut à nouveau ajuster les distributions de  $\lambda_0^2$ . Il en est de même pour l'algorithme d'association cluster-trace chargée, qui, pour l'instant, n'est appliqué que dans l'ITS et la TPC. Une évaluation précise du taux de conversions dans le TRD et le TOF, ainsi que le pourcentage de photons se convertissant en deux gerbes d'électrons bien séparées dans le TRD, le TOF et EMCAL, pourrait être envisageable comme perspectives à cette thèse.

Finalement, cette étude peut avoir comme perspective l'étude des  $\gamma$ -jet, qui ont un intérêt crucial pour l'étude du plasma en  $Pb-Pb$ , le photon isolé étant mesuré dans EMCAL et le jet en coïncidence, à  $\phi = 180$  degrés, dans le futur calorimètre en construction, DCAL.



# A

## Variables cinématiques appropriées dans une collision proton-proton

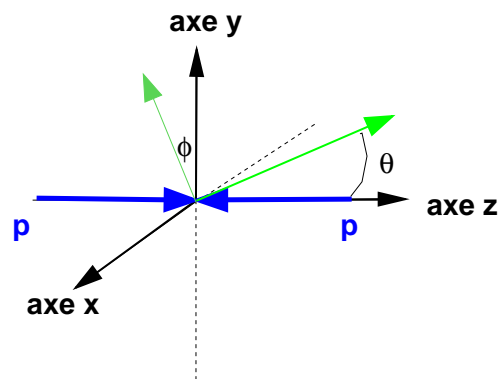


FIGURE A.1 – Angles azimutal  $\phi$  et polaire  $\theta$  par rapport à l'axe  $z$  de collision entre deux protons.

Une collision  $p$ - $p$  se définit par le choc de deux objets composés de partons “aplatis” dans la direction longitudinale selon la contraction relativiste de Lorentz (le facteur  $\gamma = E/m$  d'un proton du LHC est de 14000) et avec une impulsion transverse initiale nulle. La figure A.1 présente la schématisation d'une collision entre deux protons, donnant une particule formant un angle  $\theta$ , qui est l'angle polaire d'émission des particules par rapport à l'axe du faisceau et  $\phi$ , l'angle par rapport à l'axe  $z$ . Les particules produites lors d'une collision  $p$ - $p$  sont caractérisées à l'aide de variables cinématiques pertinentes :

### L'impulsion transverse : $p_T$

C'est la partie de l'impulsion générée par la collision. Elle est perpendiculaire à la direction des hadrons qui collisionnent :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin(\theta) \quad (\text{A.1})$$

(pour le cas des particules se déplaçant selon l'axe  $O_z$ )

Nous utilisons communément la variable  $p_z$ , pour décrire la composante suivant l'axe du faisceau. On peut ainsi découper l'impulsion d'une particule produite en une composante transverse,  $p_T$  et une composante longitudinale,  $p_z$ .

**L'énergie transverse :  $E_T$** 

Elle correspond, de la même façon, à l'énergie émise dans la direction transverse à la direction des hadrons qui collisionnent. Elle se calcule à partir de l'énergie totale ( $E$ ) et de l'angle ( $\theta$ ) formé par l'axe du faisceau et la droite entre le point d'interaction et le point où l'origine est calculée :

$$E_T = E \sin \theta \quad (\text{A.2})$$

Notons ici que pour un photon,  $p_T = E_T$ , étant donné qu'il n'a pas de masse.

**Rapidité et pseudo-rapidité :  $y$  et  $\eta$** 

La rapidité est reliée à l'impulsion selon la direction du faisceau, ( $p_z$ ), le long de la direction de propagation des particules en interaction :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{A.3})$$

La pseudo-rapidité  $\eta$  est une variable expérimentale qui se confond avec la rapidité pour des grandes impulsions : si  $p \gg m$ , c'est-à-dire  $E \sim p$ . On aura alors :

$$y \sim \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) \quad (\text{A.4})$$

En posant  $\theta$  tel que  $p_T = p \sin \theta$  et  $p_z = p \cos \theta$ , et comme :

$$\cos \theta = \frac{1 - \tan^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{1 + \tan^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \quad (\text{A.5})$$

on a alors finalement, pour  $p \gg m$  :

$$y \sim \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{\tan^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right) = -\ln \tan \frac{\theta}{2} = \eta \quad (\text{A.6})$$

Donc  $y \sim \eta$ , pour  $m \ll p$  et  $\theta \gg \frac{1}{\gamma}$ . Notons ici que la région à mi-rapidité, ou rapidité "centrale", qui correspond à  $\eta=0$ , se situe lorsque  $\theta=90$  degrés. Par le biais de ces paramètres, toutes les caractéristiques cinématiques des particules d'une collision peuvent être décrites et quantifiées.

Lors d'une collision, les particules ultra-relativistes interagissent en fonction de leur énergie dans le centre de masse (**dureté**), et de leur "paramètre d'impact". Au contraire d'un processus "mou", un processus est qualifié de "dur" quand l'interaction de deux partons (quark ou gluon), chacun issu des protons en collision élastique du type  $2 \rightarrow 2$ , a une impulsion échangée beaucoup plus grande que  $\Lambda_{QCD} = 200$  MeV. Les partons énergétiques diffusés vont hadroniser en créant une gerbe ou **jet**, par fragmentation, dont la direction principale sera proche de celle du parton dur initiateur du jet. Ce genre de collisions dures produisent donc des particules avec une grande impulsion dans le plan perpendiculaire à l'axe de la collision, ou plan transverse, i.e.  $p_T \gtrsim 2$  GeV/c. Ce processus est calculable en QCD perturbative. Expérimentalement, les jets sont constitués d'un groupe de hadrons collimatés regroupés dans l'espace de phase. Des jets hadroniques ont été observés dans des collisions  $p-\bar{p}$  à  $\sqrt{s} = 1960$  GeV dans l'expérience CDF et D0 au Tevatron jusqu'à des impulsions transverses d'environ 700 GeV/c [124].

Cependant, il est à noter que la production de particules et la génération d'énergie transverse dans la région centrale en rapidité, lors de collisions  $p-p$  ultra-relativistes, sont généralement comprises comme étant dues à la combinaison d'effets de ces deux types de processus. D'une part, il y a, à basses impulsions échangées, la contribution des processus mous, de nature non perturbative, et, d'autre part, à grande impulsion transverse, les processus durs qui prédominent et produisent aussi des particules de plus bas  $p_T$  par fragmentation des partons.



# Bibliographie

- [1] P. Darriulat et al. Large Transverse Momentum Photons from High-Energy Proton Proton Collisions. *Nucl. Phys.*, B110 :365, 1976.
- [2] Richard P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, 23 :1415–1417, 1969.
- [3] Site du slac. <http://www.slac.stanford.edu/>.
- [4] J. D. Bjorken and E.A Paschos. Inelastic Electron Proton And Gamma Proton Scattering, And The Structure Of The Nucleon. *Phys. Rev.*, 185, 1969.
- [5] M. Klein and R. Yoshida. Collider Physics at HERA. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 61 :343–393, 2008.
- [6] R. Brandelik et al. Evidence for Planar Events in  $e^+ e^-$  Annihilation at High-Energies. *Phys. Lett.*, B86 :243, 1979.
- [7] D. J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1343–1346, 1973.
- [8] Siegfried Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58 :351–386, 2007.
- [9] A. C. Irving D. Pleiter P. E. L. Rakow G. Schierholz M. Gockeler, R. Horsley and H. Stuben.
- [10] Siegfried Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 54A :314–326, 1997.
- [11] M. R. Whalley, D. Bourilkov, and R. C. Group. The Les Houches Accord PDFs (LHAPDF) and Lhaglu. 2005.
- [12] S. Catani, M. Fontannaz, J. P. Guillet, and E. Pilon. Cross-section of isolated prompt photons in hadron hadron collisions. *JHEP*, 05 :028, 2002.
- [13] C. Albajar et al. Direct photon production at the CERN Proton - anti-Proton Collider in proton proton and . *Phys. Lett.*, B209 :385, 1988.
- [14] J. Alitti et al. A Measurement of single and double prompt photon production at the CERN  $\bar{p}p$  collider. *Phys. Lett.*, B288 :386–394, 1992.
- [15] Patrick Aurenche, Michel Fontannaz, Jean-Philippe Guillet, Eric Pilon, and Monique Werlen. A New critical study of photon production in hadronic collisions. *Phys. Rev.*, D73 :094007, 2006.
- [16] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05 :026, 2006.
- [17] P. Aurenche, A. Douiri, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff. Prompt Photon Production at Large  $p(T)$  in QCD Beyond the Leading Order. *Phys. Lett.*, B140 :87, 1984.
- [18] H. Baer, J. Ohnemus, and J. F. Owens. A Calculation of the Direct Photon Plus Jet Cross-Section in the Next-To-Leading Logarithm Approximation. *Phys. Lett.*, B234 :127, 1990.
- [19] Aurenche et al.
- [20] Thomas Becher and Matthew D. Schwartz. Direct photon production with effective field theory. *JHEP*, 02 :040, 2010.
- [21] Gudrun Heinrich. Photoproduction of isolated photons, single hadrons and jets at NLO. 2003.
- [22] Edward V. Shuryak. Theory of Hadronic Plasma. *Sov. Phys. JETP*, 47 :212–219, 1978.
- [23] John C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter : Neutrons Or Asymptotically Free Quarks ? *Phys. Rev. Lett.*, 34 :1353, 1975.
- [24] Stephen Scott Adler et al. Mid-rapidity direct-photon production in  $p^+ p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$ -GeV. *Phys. Rev.*, D71 :071102, 2005.
- [25] Stephen Scott Adler et al. Measurement of direct photon production in  $p + p$  collisions at  $s^{*(1/2)} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :012002, 2007.
- [26] Fu-Ming Liu, Tetsufumi Hirano, Klaus Werner, and Yan Zhu. Jet quenching and direct photon production. *J. Phys.*, G36 :064072, 2009.

- [27] M. Harrison, Stephen G. Peggs, and T. Roser. The RHIC accelerator. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 52 :425–469, 2002.
- [28] 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.
- [29] David G. d’Enterria and Dmitri Peressounko. Probing the QCD equation of state with thermal photons in nucleus nucleus collisions at RHIC. *Eur. Phys. J.*, C46 :451–464, 2006.
- [30] F. Arleo et al. Photon physics in heavy ion collisions at the LHC. 2004.
- [31] M. McLaughlin et al. Inclusive production of direct photons in 200 GeV/c collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 51 :971, 1983.
- [32] A. L. S. Angelis et al. High transverse energy and high transverse momentum events in p-anti p and p-p interactions at the CERN Intersection Storage Rings. *Nucl. Phys.*, B263 :228, 1986.
- [33] A. L. S. Angelis et al. Direct photon production at the CERN ISR. *Nucl. Phys.*, B327 :541, 1989.
- [34] T. Akesson et al. High pT gamma and pi0 production, inclusive and with a recoil hadronic jet, in p-p collisions at  $\sqrt{s}=63$  GeV. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 51 :836–845, 1990.
- [35] L. Apanasevich et al. Measurement of direct photon production at Tevatron fixed target energies. *Phys. Rev.*, D70 :092009, 2004.
- [36] G. Balocchi et al. Direct photon cross sections in proton proton and antiproton proton interactions at  $s^{*(1/2)}=24.3$ -GeV. *Phys. Lett.*, B436 :222–230, 1998.
- [37] G. Conesa, H. Delagrange, J. Diaz, Y. V. Kharlov, and Y. Schutz. Prompt photon identification in the ALICE experiment : The isolation cut method. *Nucl. Instrum. Meth.*, A580 :1446–1459, 2007.
- [38] G. Conesa, H. Delagrange, J. Diaz, Y. V. Kharlov, and Y. Schutz. Identification of photon-tagged jets in the ALICE experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A585 :28–39, 2008.
- [39] G. Conesa Balbastre. Isolation of high-p(T) direct photons and hadrons and correlation with jets in ALICE. *PoS, HIGH-PTLHC08*, 2008.
- [40] F. F. Heymann. The cern storage rings (isr). (in german). *Endeavour*, 32 :81–85, 1973.
- [41] 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.
- [42] 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.
- [43] Darin E. 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.
- [44] Darin E. Acosta et al. Direct photon cross section with conversions at CDF. *Phys. Rev.*, D70 :074008, 2004.
- [45] 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.
- [46] T. Akesson et al. A comparison of direct photon,  $\pi^0$ , and  $\eta$  production in  $p\bar{p}$  and  $pp$  interactions at the CERN ISR. *Phys. Lett.*, B158 :282–288, 1985.
- [47] N. A. Tahir et al. The CERN Super Proton Synchrotron as a tool to study high energy density physics. *New J. Phys.*, 10 :073028, 2008.
- [48] B. De Raad. The CERN SPS Proton-Antiproton Collider. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 32 :1650–1652, 1985.
- [49] 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.
- [50] 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.
- [51] G. Balocchi et al. Determination of alpha-s and the gluon distribution using direct photon production in anti-p p and p p collisions. *Phys. Lett.*, B317 :250–256, 1993.
- [52] K. Adcox et al. PHENIX detector overview. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499 :469–479, 2003.

- [53] K. H. Ackermann et al. STAR detector overview. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499 :624–632, 2003.
- [54] Klaus Reyers. Direct Photons at RHIC. 2009.
- [55] K. Okada. Measurement of prompt photons in  $s^{*}(1/2) = 200\text{-GeV}$  p p collisions. 2005.
- [56] L. E. Gordon and W. Vogelsang. Prompt photon production with polarized proton beams in next-to-leading order. *Phys. Rev.*, D49 :170–176, 1994.
- [57] L. E. Gordon and W. Vogelsang. Polarized and unpolarized prompt photon production beyond the leading order. *Phys. Rev.*, D48 :3136–3159, 1993.
- [58] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff. Prompt Photon Production at Large p(T) Scheme Invariant QCD Predictions and Comparison with Experiment. *Nucl. Phys.*, B297 :661, 1988.
- [59] H. Baer, J. Ohnemus, and J.F. Owens. A Next-To-Leading Logarithm Calculation Of Direct Photon Production. *Phys. Rev.*, D42 :61–71, 1990.
- [60] H. T. Edwards. The Tevatron energy doubler : a superconducting accelerator. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 35 :605–660, 1985.
- [61] D. L. Adams et al. Measurement of single spin asymmetry for direct photon production in p p collisions at 200-GeV/c. *Phys. Lett.*, B345 :569–575, 1995.
- [62] L. Apanasevich et al. Evidence for parton  $k_T$  effects in high  $p_T$  particle production. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :2642–2645, 1998.
- [63] S. Fuess et al. The D0 experiment significant event system. Prepared for International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS 95), Chicago, Illinois, 29 Oct - 3 Nov 1995.
- [64] V. M. Abazov et al. The Upgraded D0 Detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A565 :463–537, 2006.
- [65] F. Abe et al. The CDF detector : an overview. *Nucl. Instr. Meth.*, A271 :387–403, 1988.
- [66] T. Aaltonen et al. Measurement of the Inclusive Isolated Prompt Photon Cross Section in ppbar Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$  using the CDF Detector. *Phys. Rev.*, D80 :111106, 2009.
- [67] R. Ansari et al. Direct photon production in anti-p p collisions at  $\sqrt{s} = 630\text{-GeV}$ . *Z. Phys.*, C41 :395, 1988.
- [68] F. Abe et al. A Precision measurement of the prompt photon cross-section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8\text{ TeV}$ . *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  $\sqrt{s} = 1.8\text{ TeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 77 :5011–5015, 1996.
- [70] V. M. Abazov et al. The ratio of the isolated photon cross sections at  $\sqrt{s} = 630\text{ GeV}$  and  $1800\text{ GeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 87 :251805, 2001.
- [71] Max Klein. The Large Hadron Electron Collider Project. 2009.
- [72] P. Jenni. The ATLAS experiment entering operation : Overview, motivation and status. ATL-GEN-PROC-2009-003.
- [73] R. Adolphi et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08004, 2008.
- [74] Martijn Mulders for the CMS Collaboration. The CMS Experiment : Status and First Results. 2010.
- [75] ALICE : Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC. CERN-LHCC-95-71.
- [76] G. Raven. LHCb : Status and prospects. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 163 :153–158, 2007.
- [77] Stefano Lami. The TOTEM experiment at the LHC.
- [78] R. D’Alessandro et al. The LHCf experiment at CERN : Motivations and current status. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 190 :52–58, 2009.
- [79] James Pinfold. MoEDAL becomes the LHC’s magnificent seventh. *CERN Cour.*, 50N4 :19–20, 2010.
- [80] K. Aamodt et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  with ALICE at LHC. 2010.

- [81] G Alessandro, (Ed. ) et al. ALICE : Physics performance report, volume II. *J. Phys.*, G32 :1295–2040, 2006.
- [82] M Cinausero et al. ALICE : Physics performance report, volume I. *J. Phys.*, G30 :1517–1763, 2004.
- [83] P. Kuijser. The inner tracking system of the Alice experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A530 :28–32, 2004.
- [84] Authors : : K. Aamodt et al. Midrapidity antiproton-to-proton ratio in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 7 TeV measured by the ALICE experiment. 2010.
- [85] C. Lippmann. The Time Projection Chamber for the ALICE Experiment. 2008.
- [86] M. J. Kweon. The Transition Radiation Detector for ALICE at LHC. *Nucl. Phys.*, A830 :535c–538c, 2009.
- [87] E. Scapparone. The Time-of-Flight detector of the ALICE experiment. *J. Phys.*, G34 :S725–S728, 2007.
- [88] G. De Cataldo. The high momentum particle identification detector in ALICE at LHC. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 177-178 :273–275, 2008.
- [89] Per Thomas Hille. The photon spectrometer of the ALICE experiment. Prepared for 18th International Conference on Particles and Nuclei (PANIC 08), Eilat, Israel, 9-14 Nov 2008.
- [90] F. Ronchetti. The ALICE electromagnetic calorimeter project. *J. Phys. Conf. Ser.*, 160 :012012, 2009.
- [91] P. Cortese et al. ALICE DCal : an Addendum to the EMCal Technical Design Report. CERN-LHCC-2010-011.
- [92] ALICE technical design report of the dimuon forward spectrometer. CERN-LHCC-99-22.
- [93] P Cortese et al. ALICE technical design report on forward detectors : FMD, T0 and V0. CERN-LHCC-2004-025.
- [94] G. Dellacasa et al. ALICE technical design report : Photon multiplicity detector (PMD). CERN-LHCC-99-32.
- [95] G. Dellacasa et al. ALICE technical design report of the zero degree calorimeter (ZDC). CERN-LHCC-99-05.
- [96] O. Villalobos Baillie et al. Recent developments on the ALICE Central Trigger Processor. Prepared for 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments (LECC 2006), Valencia, 25-29 Sep 2006.
- [97] Gianluca Aglieri Rinella, A. Kluge, and M. Krivda. The level 0 pixel trigger system for the ALICE experiment. Prepared for 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments (LECC 2006), Valencia, Spain, 25-29 Sep 2006.
- [98] T. Alt et al. The ALICE high level trigger. *J. Phys.*, G30 :S1097–S1100, 2004.
- [99] G ; Gemme R ; Sitta L ; Ramello M ; Ahmad A ; Ahmad N ; Danish Azmi M ; Irfan M ; Khan A et al. Cortese, P ; Dellacasa. ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. 2008.
- [100] J. Allen et al. Performance of prototypes for the ALICE electromagnetic calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, A615 :6–13, 2010.
- [101] R. Bellwied et al. ALICE EMCal Physics Performance Report. 2010. CERN-ALICE-2010-0ii.
- [102] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [103] Guido Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126 :298, 1977.
- [104] 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.
- [105] P.M. Nadolsky et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys. Rev.D*, 78, 2008.

- [106] David G. d’Enterria. Hard scattering cross sections at LHC in the Glauber approach : From p p to p A and A A collisions. 2003.
- [107] Raphaëlle Ichou and David d’Enterria. Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton. *Phys. Rev.*, D82 :014015, 2010.
- [108] Richard D. Ball et al. A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties. *Nucl. Phys.*, B838 :136–206, 2010.
- [109] Alan D. Martin, R. G. Roberts, W. James Stirling, and R. S. Thorne. Parton distributions and the LHC : W and Z production. *Eur. Phys. J.*, C14 :133–145, 2000.
- [110] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07 :012, 2002.
- [111] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. Physical gluons and high E(T) jets. *Phys. Lett.*, B604 :61–68, 2004.
- [112] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Uncertainties on alphaS in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections. *Eur. Phys. J.*, C64 :653–680, 2009.
- [113] Richard D. Ball et al. A determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation. *Nucl. Phys.*, B809 :1–63, 2009.
- [114] Richard D. Ball et al. Precision determination of electroweak parameters and the strange content of the proton from neutrino deep-inelastic scattering. *Nucl. Phys.*, B823 :195–233, 2009.
- [115] D. Buskulic et al. First measurement of the quark to photon fragmentation function. *Z. Phys.*, C69 :365–378, 1996.
- [116] 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.
- [117] L. Bourhis, M. Fontannaz, and J. P. Guillet. Quark and gluon fragmentation functions into photons. *Eur. Phys. J.*, C2 :529–537, 1998.
- [118] F. Ambroglini. Measurement of the Underlying Event and Minimum Bias at LHC. 2008.
- [119] ALICE Collaboration. AliRoot.
- [120] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, and J. C. Lassalle. GEANT : Simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual. CERN-DD-78-2-REV.
- [121] P. Gupta, B. C. Choudhary, S. Chatterji, and S. Bhattacharya. Study of direct photon plus jet production in CMS experiment at  $\sqrt{s} = 14$ -TeV. *Eur. Phys. J.*, C53 :49–58, 2008.
- [122] R. Hagedorn. Selected topics on scattering theory, pts. 2-3. CERN-63-14.
- [123] S. M. White, H. Burkhardt, Alemany-Fernandez R., and Lamont H. First luminosity scans in the LHC. MOPEC014 Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan.
- [124] Anwar Bhatti and Don Lincoln. Jet Physics at the Tevatron. 2010.

