



HAL
open science

Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE

Antonin Maire

► **To cite this version:**

Antonin Maire. Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Strasbourg, 2011. Français. NNT: . tel-00746248v2

HAL Id: tel-00746248

<https://theses.hal.science/tel-00746248v2>

Submitted on 29 Oct 2012

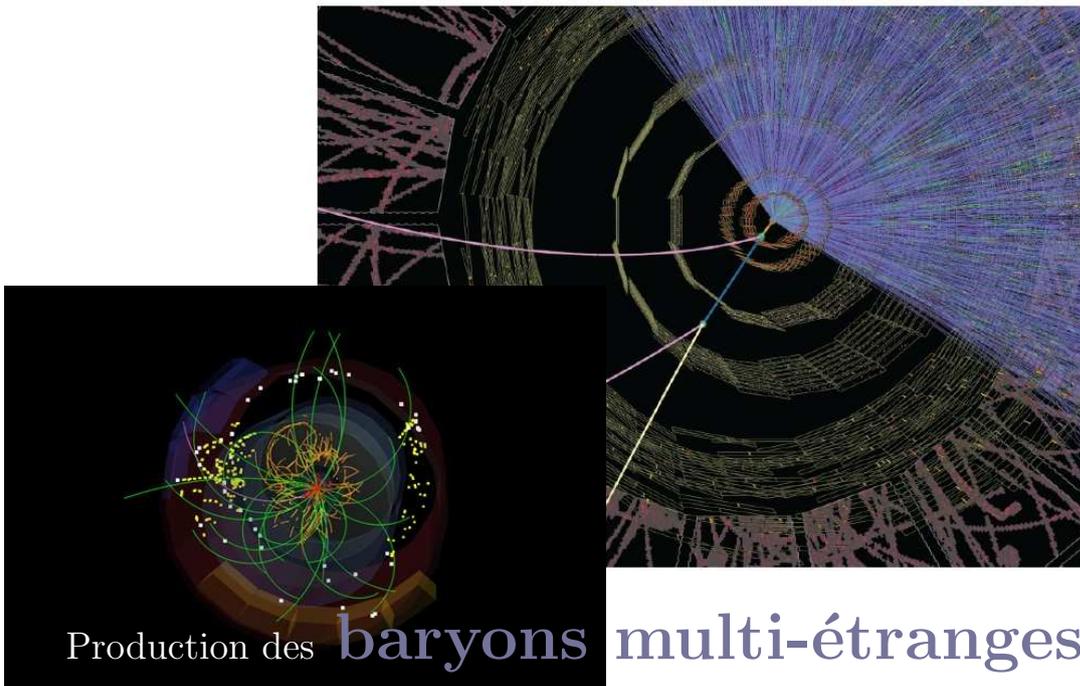
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

Doctorat Université de Strasbourg

Physique Subatomique

octobre 08 – septembre 11



au LHC dans les collisions proton-proton

avec l'expérience **ALICE**

Doctorant : *Antonin MAIRE*

Directeur : *Christian Kuhn*

(Version 1.3)

Composition du jury

Thèse dirigée par :

– Christian KUHN Directeur de Recherche, CNRS/ In2p3 - IPHC

Rapporteurs :

– Frédéric FLEURET Directeur de Recherche, CNRS/ In2p3 - LLR

– Karel SAFARIK Senior Scientist, CERN

Autres membres du jury :

– Christelle ROY Directeur de Recherche, CNRS/ In2p3 - IPHC

– Jürgen SCHUKRAFT Senior Scientist, CERN

– Klaus WERNER Professeur, Université de Nantes - SubaTech

Couverture

En bas à gauche

FIGURE 1 – Vue transversale d’une collision pp à 7 TeV dans le détecteur ALICE (données 2010, voir <http://cdsweb.cern.ch/record/1255398>).

En haut à droite

FIGURE 2 – Visualisation de la décroissance d’une particule Ξ^- (dss) lors d’une simulation de collision Pb–Pb dans le détecteur ALICE ([ALI06], p.1303). La trajectoire du Ξ^- correspond au court trait multicolore au centre de l’image, trajectoire qui couvre ici une distance d’environ 5 cm réels.

À mon grand-père,
qui aurait sans nul doute apprécié le résultat.

Résumé

Les quarks étranges constituent une sonde importante pour la compréhension de la chromodynamique quantique. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette perspective ; il porte sur l'étude des baryons multi-étranges $\Xi^- (dss)$ et $\Omega^- (sss)$ dans les collisions proton-proton (pp) au LHC. Les analyses sont menées auprès de l'expérience ALICE et concernent les rapidités centrales ($|y| \approx 0$) et basses impulsions transverses ($p_T < 8,5$ GeV/c).

Les taux de production par événement de ces baryons sont établis à partir de la mesure de spectres différentiels fonction de l'impulsion des hypérons, $d^2N/dp_T dy = f(p_T)$. À $\sqrt{s} = 0.9$ TeV, la production des ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) dans les interactions inélastiques pp est extraite à partir d'une faible statistique d'événements. À $\sqrt{s} = 7$ TeV, la grande statistique de données permet la mesure des taux de production pour chacune des quatre espèces : Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- et $\bar{\Omega}^+$. Aux deux énergies, les spectres des données réelles sont comparés avec les spectres produits par différents modèles phénoménologiques de référence (PYTHIA et PHOJET). La comparaison montre une sous-estimation univoque des spectres par les générateurs Monte Carlo dans leurs versions actuelles (jusqu'à un facteur ~ 4 pour les Ξ , ~ 15 pour les Ω).

Une analyse de corrélations azimutales ($\Xi^{\pm} - h^{\pm}$) est par ailleurs conduite aux p_T intermédiaires ($2 < p_T < 5$ GeV/c) dans les données pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ces corrélations montrent que, lorsque l'impulsion des Ξ^{\pm} augmente, l'émission de ceux-ci se fait préférentiellement en corrélation avec des jets.

Mots clés : plasma de quarks et de gluons, chromodynamique quantique, baryons multi-étranges, collisions proton-proton, LHC, ALICE, taux de production, corrélations angulaires.

Abstract

Strange quarks define a valuable probe for the understanding of quantum chromodynamics. The present PhD work falls within this scope; it deals with the study of multi-strange baryons $\Xi^-(dss)$ and $\Omega^-(sss)$ in the proton-proton collisions (pp) at the LHC. The analyses make use of the ALICE experiment and are performed at central rapidities ($|y| \approx 0$) and low transverse momentum ($p_T < 8.5$ GeV/c).

The production rates per event of these baryons are drawn from the measurement of differential spectra as a function of the hyperon momentum, $d^2N/dp_T dy = f(p_T)$. At $\sqrt{s} = 0.9$ TeV, the production of $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ in the inelastic pp interactions is derived from a small statistics of events. At $\sqrt{s} = 7$ TeV, the large quantity of available data allows the measurement of production rates for each of the four species : Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- and $\bar{\Omega}^+$. At both energies, experimental data spectra are compared to spectra as produced by different benchmark phenomenological models (PYTHIA and PHOJET). The comparison shows an unequivocal underestimate of the spectra by the Monte Carlo generators in their current versions (up to a factor ~ 4 for Ξ , ~ 15 for Ω).

Furthermore, an analysis of azimuthal correlations ($\bar{\Xi}^{\pm\pm} - h^\pm$) is led at intermediate p_T ($2 < p_T < 5$ GeV/c) for the pp data at $\sqrt{s} = 7$ TeV. These correlations indicate that, when the momentum of $\bar{\Xi}^{\pm\pm}$ rises, the emission of the latter is preferentially done in correlation with jets.

Keywords : quark gluon plasma, quantum chromodynamics, multi-strange baryons, proton-proton collisions, LHC, ALICE, production rate, angular correlations.

Remerciements

La thèse est une aventure collective.

Elle se construit souvent grâce à, avec l'aide du, sur les conseils de ... Le lecteur y verra sans doute des banalités. Mais de celles-ci subsiste pourtant un fond de vérité, quelque chose qui n'est pas dépourvu de sens, particulièrement en physique des hautes énergies, là où la "collaboration" occupe une place incontournable. En conséquence, les remerciements façon HEP sont souvent des remerciements fleuves que chacun guette avec une impatience méfiante et quelques interrogations : "l'a-t-il oublié ? ... m'a-t-il oublié ?"

« *Ah l'ignoble doctorant que voici, que voilà qui est scélérat ! que cela est judas ! ...* ». Les remerciements sont un virage dangereux du manuscrit, où il faut veiller à n'oublier personne. « *... pas un remerciement à mon égard ! pas une lettre, pas un seul signe ! Le malandrin !* » Par souci d'exhaustivité, je vais donc commencer par remercier tous ceux qui, dans les méandres des lignes à suivre, seront laissés pour compte : il y a très certainement une part de ma thèse qui vous revient. Ma mémoire faisant défaut, il faudra malheureusement troquer une reconnaissance explicite contre un remerciement générique... Manière maladroite de sauver les meubles.

Ma thèse aura été une aventure collective.

Une aventure écrite à la manière d'un roman d'apprentissage, faite de rencontres et de rebondissements. Elle aura été une occasion inédite pour un étudiant de créer une collaboration *ad hoc*, définie par une liste d'auteurs uniques.

Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE

dans l'ordre alphabétique :

Betty Abelev⁰, Jean-Laurent Agram^{1,4,5}, la région Alsace², mes amis³ : Régis C., Simon C., Delphine C., Pauline G., Priscila H., Franck S., Clément T., Maud V., Jérémy Andrea^{4,6}, Lee Barnby⁷, Johann Bartel⁸, Jérôme Baudot⁹, Eric Baussan⁸, Iouri Belikov¹⁰, René Bellwied^{11,12,51}, Auguste Bes-

son^{1,4}, Latchezar Betev¹³, Daniel Bloch^{4,5}, Christoph Blume¹¹, David Bodin¹⁴, David Bonnet¹⁵, Marco Bregant¹⁶, Giuseppe Bruno¹⁷, Davide Cafarri¹⁸, Helen Caines¹⁹, Manuel Calderon²⁰, Javier Castillo⁸¹, Panos Christakoglou^{16,21,51}, le CNRS², Jean-Pierre Coffin²², Pierre Colin²³, Caroline Collard^{4,5,24}, Domenico Collela²⁵, Zaida Conesa del Valle²⁶, Eric Conte^{4,5,27}, Andrea Dainese²⁸, Cristinel Diaconu²⁹, David Dobrigkeit Chinellato³⁰, Domenico Elia²⁵, Jean-Pierre Engel³¹, David d’Enterria³², Magali Estienne¹⁵, mes contacts Facebook (...) ³³, Julien Faivre³⁴, ma famille³⁵ : mes parents, grand parents, Aurore, Nico, Jules (!), mon oncle, Frédérique, Catherine, Benoit, Céline, Frédéric Fleuret³⁶, Yiota Foka³⁷, Jean-Pierre Froberger³⁸, Benjamin Fuks^{4,5,27}, Estelle Gasser¹⁴, Mihaela et Andrei Gheata³⁹, Simone Gilarioni⁴⁰, Alain Goasduff^{14,41}, Ulrich Goerlach^{4,5}, Raphaël Granier de Casagnac³², Sébastien Harlepp^{8,42}, John Harris⁴³, Boris Hippolyte^{44,55}, Peter Hristov⁴⁵, Daniel Husson^{8,46}, Adam Jacholkowski⁷, Swensy Jangal^{14,47}, Peter Jones⁴⁸, Didier Juliani¹⁴, Alexander Kalweit⁴⁹, Christian Kuhn⁵⁰, Paul Kuijjer⁵¹, Jean-François Lallement⁵², Anne-Catherine Le Bihan^{4,5}, Yann Leroy⁵³, Patrick Lévêque^{8,54}, Maurice⁴⁷, Ana Marin⁵⁵, Marco Meoni⁵⁶, Alain Michalon⁵⁷, Florian Miconi^{14,58}, Andreas Morsch⁵⁹, Mohamad ”classe” Moukaddam^{14,60}, Maria Nicassio²⁵, Abdel-mjid Nourreddine⁸, Helmut Oeschler⁶¹, Nathalie Parisel⁸, Thomas Peitzmann⁵¹, Emmanuelle Perez²⁹, Julien Piot¹⁴, Sarah Porteboeuf⁶², Thierry Pradier^{8,63}, Alberto Pulvirenti⁵⁵, Danielle Raiser⁸, Jonathan Rangapanaiken⁶⁴, Luciano Ramello⁶⁵, Fouad Rami⁶⁶, Hélène Ricaud^{47,55,67}, Isabelle Ripp-Baudot^{4,5,68}, Krzysztof Redlich⁶⁹, Jean-Marc Robin⁷⁰, Stefan Rossegger⁷¹, Christelle Roy⁷², Karel Safarik⁷³, Emmanuel Sauvan²⁹, Claudiu Schiaua⁷⁴, Laurent Schoeffel²⁹, Jürgen Schukraft⁷³, Yves Schutz⁷⁵, Kai Schweda^{51,76}, Guillaume Serret^{4,5}, Alexandre Shabetäi^{47,77}, Peter Skands⁷⁸, Raimond Snellings⁵¹, Sébastien Soubiran⁷⁹, Jeff Speltz⁸⁰, Joaquim ”Swissair” Speck^{5,14}, Johanna Stachel⁵¹, Christophe Suire⁸¹, Matvez Tadel⁸², Jun Takahashi⁴⁸, Claude Vallée²⁹, Pierre Van Hove^{4,5,83}, Marie Vanstalle²⁶¹⁰, Renaud Vernet⁸⁴, Orlando Villalobos-Baillie¹¹, Renzhuo Wan⁴⁷, Klaus Werner⁸⁵.

Notes de remerciements

- 0 Always first name in any collaboration ? – thanks for her extensive review of my PLHC proceedings, her help in the correlation analysis and for her work on the 7 TeV paper !
- 1 Pour son ironie, dans le bus 19.
- 2 Pour mon financement de thèse (...)
- 3 Pour leur sens du rythme, leur esprits vifs, leurs attitudes inédites, en un mot pour leur amitié qui m’est chère.
- 4 Le *fair-play* impose un clin d’oeil aux ”gens d’en face”, qui composent le groupe CMS.
- 5 Mais aussi force compassion, pour leur combat permanent qui consiste à endurer, jour après jour... Jérémy et ses blagues.

- 6 Héhé...
- 7 "Strangers" in the night (© to Adam)... our mail exchanges about physics, especially in the late evening.
- 8 Pour m'avoir guidé dans mon tutorat et/ou accepté au sein des différentes équipes pédagogiques. Pour avoir répondu à mes questions, toujours aussi nombreuses...
- 9 Un merci "originel", pour m'avoir initialement accepté en stage en L3 et m'avoir suivi tout au long de mon parcours à l'IPHC et ailleurs.
- 10 Pour l'avoir embêté en français de 8h à 18h... but also in English from 6 p.m. to 8 a.m. Pour son expertise sur tous les fronts. Sa disponibilité, sa pertinence, sa pédagogie et sa philosophie. *Balchoïé spassiba*, Iouri!
- 11 For his help and contribution as member of the Internal Review Committee on the 900 GeV strangeness paper.
- 12 For being crazy enough to start again with the 7 TeV paper. For our meeting at PLHC, his friendly discussions and his German sense of humour.
- 13 It started with a flood of questions from an insane French summer student. And he took the time to answer all of them! Almost all my Grid knowledge comes from our mail exchanges and discussions. It has been of invaluable help for my PhD.
- 14 La fine équipe de doctorants qui déjeunent à 11h50^{-05 min}/_{+75 min} (*stat.?*) + 10 min (*syst.*)... Pour les parties de tarots et la bonne humeur, pour les discussions RUpestres et celles (a)caféinées, pour nos joutes particularistes vs. nucléaires.
- 15 Pour m'avoir supporté sur des autoroutes suisses.
- 16 For their help and good atmosphere in SSD shifts.
- 17 For his valuable help and kindness as member of the Internal Review Committee on the 7 TeV multi-strange paper.
- 18 For his input on SPD vertexing and friendly attitude.
- 19 For needling Boris and for her suggestion to dig further to get 3 points in the 900 GeV spectrum analysis.
- 20 For needling Boris (...), the info about embedding in STAR, the nice spirit at Hot Quarks... et la crème solaire à Porquerolles.
- 21 For his kindness, honesty and supportiveness, in my PhD work, my conference abstracts as well as my post-doc search.
- 22 Pour sa relecture de mon manuscrit et de manière générale, pour tous ses conseils avisés. Pour son recul et sa bienveillance.
- 23 Pour m'avoir formé à Linux et Bash dans ma vie précédente, puis conseillé le langage Ruby dans celle-ci.
- 24 Pour la présentation "joint venture" des masterclasses; pour son franc-parler rafraîchissant et nos discussions sur les collaborations LHC.
- 25 The Bari Pb–Pb strangers...
- 26 Pour sa gentillesse, son expérience et ses multiples conseils, allant de la thèse à l'appareil reflex.
- 27 Pour les verres des vendredis soirs et/ou les discussions improvisées à la machine à café.
- 28 For his help on the Legnaro Grid site and his friendly attitude.
- 29 La diaspora H1 (...), qu'il est toujours cool de recroiser, ici ou là.
- 30 Multi-tasking 7 TeV multi-stranger, but first and foremost balanced and cheerful person. Really a perfect match to work with. A warm *obrigado* and *danke* for all what you have given.

- 31 Toujours présent pour les étudiants et prêt à expliquer les stats, la physique des hautes énergies avec bienveillance.
- 32 Pour avoir pris le temps de répondre à mes questions insolites ou avoir piqué ma curiosité sur CMS Ions Lourds.
- 33 Pour les négliger, d'une manière tout aussi éhontée que régulière, je l'avoue...
- 34 Pour ses astuces L^AT_EX, nos discussions en semaine de shifts, sa veille sur l'analyse cascade ; pour avoir été un membre de l'Internal Review Committee précis, curieux et consciencieux.
- 35 *On choisit ses amis, pas sa famille...* mais que l'on se rassure, j'ai aussi eu de la chance pour ce qui concerne la famille. Merci à vous pour le soutien constant, l'écoute amusée et votre patience tout au long de ma formation.
- 36 Un merci pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et pour y avoir apporté une touche de PHENIX !
- 37 For being pugnacious and always cheerful, which is a great collaboration spirit.
- 38 Pour son aide sur la boîte mails du laboratoire.
- 39 The friendly couple of analysis framework experts. I have learnt a lot from you, as a Summer and PhD student.
- 40 For his answers about accelerator physics.
- 41 Malgré des choix musicaux improbables, il aura eu la bonne idée de travailler dans le même couloir que moi. *I put a lime on a coconut...*
- 42 Parce qu'il m'a enduré sur l'essentiel de mon service en TP de physique. Les autres maîtres de conférence peuvent témoigner pour sa défense, "c'est rude"...
- 43 For his friendly and calm attitude in any conversation.
- 44 La personne auprès de laquelle j'ai une ardoise de questions, l'inoxydable Mister B. Humour, disponibilité, expérience, pédagogie... le tableau est riche et couvre à peu près tout ce qu'un doctorant peut espérer de son encadrement : apprendre quotidiennement, fraterniser durablement. Un merci pour m'avoir accepté, bon an mal an, tel que je suis : avec mes questions et mes jus ananas-citron vert. Soit presque "la mort à boire" pour un encadrant...
- 45 For several things, but at least for having fixed the floating point exception in PYTHIA 6.4.
- 46 L'homme qui, malgré les bourrasques de questions, a toujours gardé un sourire amusé. Y compris dans les moments difficiles, i.e. les préparations de TD d'électromagnétisme, les jeudis soirs. Black Thursdays...
- 47 Membres éminents du bureau 209 / Eminent members of the office 209. Merci / *Xièxie!*
- 48 A paper committee starring the STAR strangers...
- 49 The TPC PID expert. I would have had a much harder time without his meticulous work.
- 50 Pour avoir déniché les financements de ma thèse, déjà. Pour son soutien permanent, ses orientations, sa relecture, aussi. Pour son intérêt pour mes questionnements, son envie de donner des réponses, enfin. Pour sa curiosité et son entrain, surtout.
- 51 For their concern, help but also deep involvement in my postdoc search.
- 52 Une pensée pour ce professeur qui a consolidé mes connaissances en physique mais aussi profondément aiguisé mon goût pour cette matière.
- 53 Pour son suivi depuis l'ENSPS.
- 54 Pour nos discussions sur l'enseignement et nos heures communes de TP d'électronique.
- 55 For our joint venture into the 900 GeV strangeness paper committee.

- 56 For our informative dinners at CERN, discussing about computer science, CAF and *Firenze*.
- 57 Le master de pcs109 *et al.*. Un merci chaleureux pour son aide sous Linux et L^AT_EX.
- 58 "Dis, Jamy," ... c'est quoi *Yapapoutouh* ?!
- 59 Pour sa disponibilité, sa sérénité et son indulgence.
- 60 El Commandante.
- 61 Pour son suivi aussi incisif qu'amusé, à la tête du groupe Spectra ou plus tard, de l'Editorial Board. Danke für deine Hilfe.
- 62 Pour ses éclaircissements sur le modèle EPOS à QGP France.
- 63 Pour ses explications sur le TP Polarisation et son sens du fun.
- 64 Spin doctor (?) à qui je dois une super expérience avec l'exposition sur le LHC. Quelqu'un de fondamentalement enthousiaste et inconditionnel intarissable du dessert Dame Blanche.
- 65 Qui a dû me subir, comme Christian puis Boris, en tant que convenor du PWG2. *Grazie*.
- 66 Pour m'avoir guidé concernant le programme d'été de GSI, par le passé, et avoir accepté d'intégrer mon jury de soutenance à mi-parcours, plus récemment.
- 67 Demandez à Google, il vous dira qu'il s'agit d'une râleuse invétérée, experte ès V0, qui n'aime pas beaucoup les araignées, à l'inverse des chaussures ... Héhé.
- 68 Pour son emballement pour la physique des hautes énergies et pour le communiquer.
- 69 For his contribution in the IRC of the 7 TeV multi-strange paper.
- 70 Un merci pour m'avoir accepté pour des conférences NEPAL. Un vrai plaisir d'intervenir dans ses classes!
- 71 Always nice to meet again the person with whom I shared office during summer 2008 and to whom I nastily borrowed a screen...
- 72 Un grand merci pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, pour m'avoir écouté patiemment, donné des opinions et suivi dans les multiples rebondissements de ma recherche de post-doc.
- 73 For having followed me into my analyses, Twiki pages, mails, article writing... and up to my PhD committee. Thanks a lot to both of you for your vigilance and all the questions you asked me, from the first moments up to the very last ones of my PhD.
- 74 For his careful work at the NIHAM grid site and his time. My analyses on Grid have benefitted significantly from this.
- 75 Pour avoir surveillé mon évolution et accepté d'intégrer mon jury de soutenance à mi-parcours. Pour avoir suggéré mon nom pour un *Focus On* dans ALICE Matters.
- 76 For his friendly attitude as a shift leader. I have learnt a lot of things about LHC operations in those evening shifts.
- 77 Pour ses aides informatiques et son rire enjoué.
- 78 For his clear explanations about PYTHIA, K -factor and multi-parton interactions. For his interest in identified particle spectra.
- 79 Pour ses encouragements et réceptions toujours positives des actions de vulgarisation que j'ai pu entreprendre. Pour m'avoir invité dans son cours auprès des étudiants de L2, pour y faire un séminaire.
- 80 Pour son aide dans mes jeunes années, sur le modèle AzHydro.
- 81 Pour leur sympathie et mordant de bon aloi. Mordant surtout quand il s'agit d'importuner Christian ou Boris. Héhé...

- 82 For having taken the time of teaching Boris and me the AliEVE framework, with a touch of humour.
- 83 Pour son organisation de l'exposition LHC et des masterclasses EPPOG.
- 2610 mon numéro spécial... qui est tout à la fois, une touche de bougonnade toute "française" et un enjouement survolté, une compagne *punchy* et une sensibilité sincère. Un sourire pour celle qui génère des mots en pagaille, fussent-ils "pouêts" ou non. Un merci délicat pour celle qui, par sa présence, adoucit et égaye mon quotidien. *Avec mes sentiments les plus sincères...*
- 84 Pour son aide au CCin2p3, le correction framework et autres THnSparses mais aussi pour son art consommé pour parler des bonnes tables.
- 85 Pour sa curiosité pour mon travail, pour avoir accepté de faire partie de mon jury, pour ses explications sur le modèle EPOS.

Table des matières

Entrée en matière	1
I Physique des particules (étranges)	5
I.A Modèle Standard et QCD	6
I.A-1 Typologie élémentaire : le modèle standard	6
I.A-2 QCD, condensée en un lagrangien	9
I.B QCD et Plasma de Quarks et de Gluons	12
I.B-1 Regroupement des quarks, les hadrons	12
I.B-2 Confinement des quarks et liberté asymptotique	13
I.B-3 Déconfinement des quarks et QGP	15
I.B-4 Symétrie chirale, brisée ou restaurée	16
I.B-5 Intérêts des recherches sur le QGP	18
I.C Expérimentation du QGP	20
I.C-1 Installations dédiées au QGP	20
I.C-2 Évolution d'une collision : le scénario de Bjorken	23
I.D Physique de l'étrangeté	26
I.D-1 Quarks s dans le contexte A–A : renforcement d'étrangeté	27
I.D-1.i <i>Les arguments du renforcement</i>	28
I.D-1.ii <i>Les observables expérimentales associées</i>	29
I.D-2 Transition : signature équivoque des quarks étranges	30
I.D-2.i <i>Dépendance en $\sqrt{s_{NN}}$, du SPS au RHIC</i>	30
I.D-2.ii <i>Dépendance en centralité, volume de corrélation</i>	32
I.D-3 Quarks s dans le contexte pp	33

II	Expérience ALICE : collaborateurs et détecteur, reconstruction et programmation.....	35
II.A	Complexe du CERN et projet LHC	36
II.A-1	Le CERN	36
II.A-1.i	Présentation de l'Organisation	36
II.A-1.ii	Les missions du CERN et l'aspect international	38
II.A-2	Le projet LHC : accélérateur et expériences.....	39
II.A-2.i	L'accélérateur.....	39
II.A-2.ii	Les 2 + 2 + 2 expériences auprès du LHC.....	41
II.A-2.iii	Prise de données au LHC de fin 2009 à fin 2012.....	42
II.B	ALICE, de la collaboration à l'analyse.....	44
II.B-1	La collaboration ALICE dans son ensemble.....	44
II.B-2	Le détecteur ALICE.....	46
II.B-2.i	Vue d'ensemble du détecteur ALICE.....	46
II.B-2.ii	Inner Tracking System, ITS et SPD, SDD, SSD.....	48
II.B-2.iii	Time Projection Chamber, TPC.....	50
II.B-2.iv	Détecteur VZERO	52
II.B-2.v	Caractéristiques majeures de la partie centrale : seuil de détection et identification de particules.....	52
II.B-3	La reconstruction d'événement.....	55
II.B-3.i	Reconstruction du vertex primaire	55
II.B-3.ii	Reconstruction des traces	56
II.B-3.iii	Performances et spécificités de la reconstruction.....	57
II.B-4	Une identification de particule, le PID de la TPC.....	59
II.B-5	L'environnement Offline d'ALICE	62
II.B-5.i	AliRoot, particularisation de ROOT pour ALICE ...	62
II.B-5.ii	Calcul distribué : grille de calcul	63
II.B-5.iii	Données ALICE et formats : RAW, ESD, AOD	64
II.B-5.iv	Données réelles et Monte Carlo	65
III	Identification des cascades par reconstruction topologique. 69	69
III.A	Spécificités des quarks s	70
III.A-1	L'étrangeté par rapport aux autres saveurs	70
III.A-2	L'utilité des hyperons à différents régimes en p_T	72
III.B	Reconstruction des baryons multi-étranges	72
III.B-1	Les cascades.....	72
III.B-2	La détection des cascades auprès du détecteur ALICE ...	75
III.B-3	Les principes de la reconstruction topologique	76
III.B-3.i	L'aval de la cascade : constitution d'un candidat $V0$.	76

III.B-3.ii	<i>L'amont de la cascade : association Λ 2^{dr}/célibataire</i>	78
III.B-3.iii	<i>La zone fiduciaire et condition de causalité</i>	79
III.B-3.iv	<i>Calcul de masse invariante des candidats Ξ^{\pm} et $\bar{\Omega}^{\pm}$</i>	80
III.C	Contextes de la reconstruction	82
III.C-1	Les cascades dans les environnements pp et Pb–Pb	82
III.C-2	Efficacité de reconstruction contre pureté du signal?	82
IV	Analyse des baryons ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) dans pp à 900 GeV	85
IV.A	Lot de données et programmes d'analyse	87
IV.A-1	Lot de données	87
IV.A-2	Codes d'analyse	88
IV.B	Spectre à 3 bins en p_T	89
IV.B-1	Principes de construction d'un spectre	89
IV.B-2	Sélections autour du vertex primaire	90
IV.B-2.i	<i>Coupe sur la cote z du meilleur vertex</i>	91
IV.B-2.ii	<i>Sélection fondée sur la nature du vertex (rejet du vertex TPC)</i>	92
IV.B-3	Sélections autour des traces	92
IV.B-3.i	<i>Choix de la qualité des traces filles</i>	92
IV.B-3.ii	<i>Usage du PID de la TPC</i>	93
IV.B-4	Sélections topologiques	94
IV.B-5	Extraction du signal : principes et résultats	97
IV.B-6	Calcul de l'efficacité de reconstruction	99
IV.B-6.i	<i>Définition de l'efficacité</i>	99
IV.B-6.ii	<i>Plage en rapidité, Δy ?</i>	101
IV.B-7	Derniers aspects du spectre corrigé $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy$	102
IV.B-7.i	<i>Normalisation, N_{evt}</i>	102
IV.B-7.ii	<i>Spectre en $d^2N/dp_T dy$ ou $1/p_T \cdot d^2N/dp_T dy$?</i>	103
IV.C	Études systématiques et incertitudes associées	104
IV.C-1	Comparaison entre les distributions réelles et MC des variables de sélection	105
IV.C-2	Systématiques : sélections topologiques	107
IV.C-2.i	<i>Définir les variations topologiques</i>	108
IV.C-2.ii	<i>Retenir les déviations qui sont "statistiquement significatives" (Barlow)</i>	109
IV.C-2.iii	<i>Construire la matrice de corrélation entre sélections topologiques</i>	111

IV.C-3	Systématiques : extraction du signal	112
IV.C-4	Systématiques : nombre de clusters TPC des traces filles	114
IV.C-5	Systématiques : dE/dx dans la TPC	115
IV.C-6	Systématiques : budget de matière	116
IV.C-7	Systématiques : section efficace des \bar{p}	117
IV.C-8	Systématiques : sélections d'événements et normalisation	118
IV.C-9	Systématiques : synopsis des incertitudes	119
IV.D	Extraction du dN/dy et $\langle p_T \rangle$	119
IV.D-1	Extraction du dN/dy , mesure et extrapolations	119
IV.D-1.i	Enjeu de l'extrapolation à bas p_T	119
IV.D-1.ii	Ajuster une fonction à 3 paramètres... sur 3 points	121
IV.D-2	Ajustement : synopsis	123
IV.E	Comparaison aux données 2010 à 900 GeV	123
V	Analyse des baryons Ξ et Ω dans les collisions pp à 7 TeV	127
V.A	Lot de données et conditions expérimentales	129
V.A-1	Période de données, LHC10d	129
V.A-2	Problématique de l'empilement d'événements	130
V.A-3	Choix des runs de l'analyse	131
V.A-4	Simulations avec enrichissement d'étrangeté	132
V.A-5	Environnement offline : suite logicielle et codes d'analyses	133
V.B	Spectres "Minimum Bias" à N bins en p_T	134
V.B-1	Sélection d'événements et de traces	134
V.B-2	Sélections topologiques	134
V.B-3	Sélections liées à l'identification de particules	136
V.B-3.i	Application du PID de la TPC	136
V.B-3.ii	Rejet du signal de Ξ^{\pm} pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$	138
V.B-4	Extraction du signal	138
V.B-5	Efficacités de reconstruction	143
V.B-6	Normalisation, N_{evt}	146
V.C	Études systématiques pour les spectres "Minimum Bias"	147
V.C-1	Comparaison des distributions réelles et MC	147
V.C-2	Systématiques : sélections topologiques	147
V.C-3	Systématiques : efficacités	149
V.C-4	Systématiques : extraction du signal	149
V.C-5	Systématiques : sélections des traces	150
V.C-6	Systématiques : identification de particules	150
V.C-6.i	dE/dx de la TPC	150

V.C-6.ii	Rejet du signal de $\bar{\Xi}^{\pm}$ pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$	150
V.C-7	Systématiques : budget de matière	151
V.C-8	Systématiques : section efficace des p et \bar{p}	151
V.C-9	Systématiques : <i>pile-up</i> , choix d'évts et normalisation	155
V.C-10	Feed-down : feed-down aux $\bar{\Xi}^{\pm}$	158
V.C-10.i	Contribution des résonances $\Xi(1530)^0$ et $\Xi(1530)^-$..	158
V.C-10.ii	Contribution des $\bar{\Omega}^{\pm}$	159
V.C-11	Deux analyses conduites en parallèle	160
V.C-12	Résumé des incertitudes systématiques	160
V.D	Extraction du dN/dy et $\langle p_T \rangle$ Min. Bias	163
V.D-1	Ajustement des spectres (Tsallis)	163
V.D-2	Paramètres issus des ajustements Tsallis	164
V.D-2.i	dN/dy et $\langle p_T \rangle$: études systématiques	164
V.D-2.ii	Résultats des ajustements	165
V.D-3	Contours 2D des paramètres d'ajustement	165
V.E	Corrélations azimutales : ($\bar{\Xi}^{\pm}$ - h^{\pm})	168
V.E-1	Motivations de l'analyse de corrélations angulaires	168
V.E-2	Principes de l'analyse	169
V.E-2.i	Hypothèses simplificatrices	169
V.E-2.ii	Sélections topologiques resserrées	170
V.E-2.iii	Définition de corrélations : deux options	171
V.E-3	Quelques mots sur l'étude systématique	172
V.E-4	Description d'un résultat	173
VI	Discussion des résultats physiques	175
VI.A	Comparaisons physiques avec les modèles MC	176
VI.A-1	Pourquoi comparer l'étrangeté aux prédictions MC?	176
VI.A-2	PYTHIA	178
VI.A-2.i	Présentation de PYTHIA	178
VI.A-2.ii	Spectre à 900 GeV : D6T, ATLAS CSC, Perugia 0 ..	179
VI.A-2.iii	Spectres à 7 TeV : Z2, Perugia 2011 et K-factor	179
VI.A-2.iv	L'étrangeté selon PYTHIA	183
VI.A-3	Quelques mots sur EPOS	185
VI.B	dN/dy et $\langle p_T \rangle$ en fonction de \sqrt{s}	186
VI.B-1	Les baryons multi-étranges à différents \sqrt{s}	186
VI.B-2	Comparaison aux autres $\langle p_T \rangle$ mesurés à 900 GeV et 7 TeV	189

VI.C Rapports entre particules	189
VI.C-1 Rapport anti-particule sur particule : $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ et $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$	191
VI.C-2 Rapport entre baryons multi-étranges : $\Omega/\Xi = f(p_T)$ ou $f(m_T - m_0)$	191
VI.C-2.i Rapport fonction de p_T	191
VI.C-2.ii Rapport fonction de $m_T - m_0$	192
VI.C-2.iii Rapport entre baryons d'étrangeté croissante	193
VI.C-3 Baryon/Méson "étranges" : Ξ/ϕ et $\Omega/\phi = f(p_T)$	194
VI.C-3.i Contexte : rapport baryon/méson	194
VI.C-3.ii Résultats $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/\phi$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/\phi = f(p_T)$	195
VI.D Autour des corrélations angulaires	198
VI.E Critiques et perspectives des analyses liées aux Ξ , Ω	201
VI.E-1 Points d'amélioration des analyses effectuées	201
VI.E-2 État des lieux sur les analyses liées aux baryons multi-étranges	202
Conclusions et perspectives	205
Bibliographie	213
Index	239

Table des figures

1	Vue transversale d'une collision pp à 7 TeV dans le détecteur ALICE (données 2010, voir http://cdsweb.cern.ch/record/1255398).	ii
2	Visualisation de la décroissance d'une particule $\Xi^- (dss)$ lors d'une simulation de collision Pb–Pb dans le détecteur ALICE ([ALI06], p.1303). La trajectoire du Ξ^- correspond au court trait multicolore au centre de l'image, trajectoire qui couvre ici une distance d'environ 5 cm réels.	ii
I.1	Le premier volet : les fermions du Modèle Standard.	7
I.2	Concepts clés de la QCD. Le parcours des flèches en traits pleins marque les faits associés à la physique des hadrons ; le parcours en pointillés, à celle du plasma de quarks et de gluons.	12
I.3	Évolution de la constante de couplage de l'interaction forte, α_s , en fonction de l'énergie échangée [Bet09]. Voir également [Gla08, Bet07].	14
I.4	Potentiel $V_{q_1q_2}$ d'interaction entre deux objets colorés en fonction de la distance r qui les sépare (inspiré de [Kuh98], chap. 1 et [Kuh05], chap. 1).	15
I.5	Schématisation de la production d'un méson à partir d'un baryon. (NB : Par souci de simplification ici, chaque interaction est supposée ne mettre en jeu qu'un seul gluon).	16
I.6	Illustration des états du vide : (a) vide perturbatif, désordonné, avec condensat nul ; (b) vide non-perturbatif, ordonné, lié à un condensat non nul [Mou05].	17
I.7	Évolution du condensat de quarks, $\langle q\bar{q} \rangle$, selon la QCD sur réseau. L'évolution est fonction de : (a) la température et la densité [Wei92], (b) la température [Wei10], la bande grise marque la région de transition et donne un aperçu de la plage de température pour la transition ; les différents points correspondent à un nombre différent N_τ de noeuds calculés sur le réseau le long de l'axe euclidien des temps.	19
I.8	Vue d'ensemble du diagramme de phase de la matière hadronique (depuis [Kuh05]).	19

I.9	Simulation d'une collision Au–Au au RHIC.	23
I.10	Deux vues du scénario de Bjorken.	24
I.11	Exemple d'un événement réel de STAR au RHIC (Au–Au à 200 GeV), traces vues dans le plan transverse du faisceau [STA].	26
I.12	Exemples de chaînes de désintégration pour quelques hadrons typiquement produits. Les pourcentages mentionnés à côté des vertex représentent les rapports d'embranchement (<i>Branching Ratio</i> , <i>BR</i>) du canal associé.	27
I.13	Diagrammes de Feynman associés à la production de quarks <i>s</i> : fusion de gluons (a,b,c) et annihilation quark/anti-quark (d).	28
I.14	Renforcement d'étrangeté mesuré dans l'expérience NA57 au SPS, en fonction du nombre de participants, $\langle N_{part} \rangle$. Le renforcement est montré pour deux énergies de collisions Pb–Pb [Bru07].	31
I.15	Renforcement d'étrangeté en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ [STA08]. Le renforcement est montré pour l'expérience STAR à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les collisions Au–Au (symboles pleins) et est comparé aux données Pb–Pb de NA57 à 17,3 GeV [Bru07] (symboles vides).	31
I.16	Renforcement de l'étrangeté dans l'expérience STAR au RHIC, en fonction de $\langle N_{part} \rangle$. Le renforcement est montré à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les collisions Au–Au et Cu–Cu [STA12].	33
II.1	Vue aérienne du CERN. On peut voir le site principal basé à Meyrin (M), le site secondaire basé à Prévessin (P) ainsi que l'emplacement des expériences ATLAS (point 1), ALICE (point 2) et LHCb (point 8). Les deux anneaux souterrains du SPS et du LHC sont matérialisés ici par les cercles jaune et beige, respectivement.	37
II.2	Vue de l'ensemble du complexe d'accélération du CERN. La chaîne exploitée en partie par le projet LHC démarre par l'un des LINAC, passe par le Booster (1.4 GeV) ou le LEIR (72 MeV/u) - selon qu'il s'agisse d'accélérer des protons ou des ions - puis le PS (25 GeV ou 5.9 GeV/u) et le SPS (450 GeV ou 177 GeV/u) avant d'atteindre le LHC lui-même (≤ 7 TeV ou 2.76 TeV/u) [CERc, CERa].	40
II.3	Découpe du LHC en octants et position des expériences [CERc].	42
II.4	Vue d'artiste du détecteur ALICE ([AL1b], pages publiques).	46
II.5	Schématisation de l' <i>Inner Tracking System</i> de l'expérience ALICE ([ALI04a], p.1606).	48

II.6	Schéma de la <i>Time Projection Chamber</i> de l'expérience ALICE ([ALI04a], p.1623).	50
II.7	Passage d'une particule chargée sur un secteur de la TPC. Ici, la particule passe par les 159 lignes de pads (63 dans la chambre de lecture la plus interne et 96, dans la plus externe).	51
II.8	Schéma du détecteur à scintillation <i>VZERO</i> C de l'expérience ALICE ([ALI04b], p.72).	52
II.9	Capacité d'identification de particules et discrimination relative, en fonction de l'impulsion, par les détecteurs ALICE (simulations).	54
II.10	Principes de reconstruction des traces dans un événement ALICE, montrant les trois passages successifs qui permettent de construire et affiner une trace. Les chiffres de 1 à 10 marquent les bits qui sont activés en cas de succès, lors de la propagation du filtre de Kalman, à l'étape considérée.	58
II.11	Perte linéique d'énergie, dE/dx , en fonction de l'impulsion de la particule, dans la TPC d'ALICE pour des collisions pp à 7 TeV. Les lignes en traits pleins correspondent à une paramétrisation des courbes Bethe-Bloch [Kal11].	61
II.12	Projection de la perte linéique d'énergie, dE/dx , en fonction de l'impulsion de la particule, sur la plage $0.65 \text{ GeV}/c < p_T < 0.70 \text{ GeV}/c$, dans la TPC d'ALICE pour des collisions pp à 900 GeV [ALI11a].	61
II.13	Sites européens de la grille de calcul impliqués dans l'expérience ALICE au 31 août 2008 ([AL1b], page Offline).	64
II.14	Flot de données dans l'expérience ALICE.	65
III.1	Les quatre types possibles de cascades que l'on peut espérer détecter auprès d'un collisionneur. En haut : $\Xi^- (dss)$, $\Xi^+ (\bar{d}\bar{s}\bar{s})$. En bas : les $\Omega^- (sss)$, $\Omega^+ (\bar{s}\bar{s}\bar{s})$	74
III.2	Visualisation de la décroissance d'une particule $\Xi^- (dss)$ lors d'une simulation de collision Pb–Pb dans le détecteur ALICE ([ALI06], p.1303). La partie supérieure droite de la figure illustre la densité de traces caractéristique d'un environnement A–A. La trajectoire du Ξ^- correspond au court trait multicolore proche du centre de la collision.	75
III.3	Visualisation de la décroissance d'une probable particule $\Omega^- (dss)$ lors d'une collision réelle pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ dans le détecteur ALICE [MftAC10a].	76
III.4	Schémas expliquant les différentes sélections à appliquer pour la reconstruction des V0 puis des cascades.	77
III.5	Masse invariante des candidats cascades, de charge électrique positive, avec l'hypothèse de masse Ξ^+ [MftAc10b].	81

III.6	Masse invariante des candidats cascades, de charge électrique négative, avec l'hypothèse de masse Ω^- [MftAc10b].	81
IV.1	Distributions en position du meilleur vertex primaire disponible, suivant les trois coordonnées cartésiennes, avec et sans coupure : $ z(\text{meilleur vtx prim.}) < 10$ cm [ALI11b]. La cote moyenne du vertex primaire et sa dispersion sont : $\langle z \rangle = -0,40$ cm et $\text{rms}_z = 4,24$ cm. Concernant les abscisses et ordonnées, les chiffres équivalents sont : $\langle x \rangle = -0,35$ mm ($\langle y \rangle = +1,63$ mm) et $\text{rms}_x = 0,23$ mm ($\text{rms}_y = 0,27$ mm). . .	91
IV.2	Graphes de contrôle : dE/dx dans la TPC pour les particules filles des candidats cascades, accompagné de la paramétrisation ALEPH associée : (R) pour les données <i>réelles</i> à 900 GeV (LHC09d Pass4), (MC) pour les données MC à 900 GeV (LHC10a8,a12).	95
IV.3	Illustration type de la différence de DCA au vertex primaire entre un pion et un proton.	97
IV.4	Illustration de l'extraction du signal. Cas de la distribution de masse invariante intégrée en p_T des candidats ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) dans les données pp à 900 GeV. La courbe en pointillés montre le résultat d'un <i>premier</i> ajustement, visant à déterminer la position moyenne du signal, ainsi que sa résolution (cf. informations de le coin supérieur gauche). La zone grisée représente la plage de masse invariante sur laquelle le bruit de fond est échantillonné; la zone rouge délimite la plage contenant le signal.	97
IV.5	Distribution de masse invariante et signal de ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) extrait pour $p_T(\bar{\Xi}^{\pm}) \in [0,6; 1,4]$ GeV/c, dans les données pp à 900 GeV.	100
IV.6	Distribution de masse invariante et signal de ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) extrait pour $p_T(\bar{\Xi}^{\pm}) \in [1,4; 2,0]$ GeV/c, dans les données pp à 900 GeV.	100
IV.7	Distribution de masse invariante et signal de ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) extrait pour $p_T(\bar{\Xi}^{\pm}) \in [2,0; 3,0]$ GeV/c, dans les données pp à 900 GeV.	100
IV.8	Efficacité de reconstruction ("efficacité×acceptance×B.R.") des ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$), avec $ y(\bar{\Xi}^{\pm}) < 0,8$, obtenue pour le jeu de sélections topologiques définies comme sélections par défaut pour l'analyse [ALI11b]	102
IV.9	Répartition générale des interactions pp et sous-divisions. . .	103

- IV.10 Comparaison des distributions de masse invariante des candidats Ξ^{\pm} : distributions des données réelles (marqueurs rouges) et des données PYTHIA D6T (ligne cyan) reconstruites. Les comparaisons sont faites pour l'ensemble des candidats, signal et bruit de fond (S+B). Les comparaisons montrent ici deux cas : les distributions naturelles (à gauche) et le cas où le MC est multiplié par un facteur d'échelle, $K = 2.42$ (à droite). 106
- IV.11 Comparaison des distributions réelles (Pass4) et MC (LHC10a8a12) pour *une* des variables topologiques : la DCA entre la trace célibataire et la trajectoire du Λ , notée ici $DCA(XiDaughters)$. La comparaison est montrée avec le facteur d'échelle 2.42, pour les "bons" candidats : candidats réels et MC reconstruits dans un domaine de masse invariante $M_{pdg}(\Xi^{\pm}) \pm 8 \text{ MeV}/c^2$. Les flèches colorées marquent les variations envisagées pour l'étude systématique : coupure très resserrée, resserrée, référence, relâchée, très relâchée. 107
- IV.12 Systématique : illustration de l'étude liée aux sélections topologiques, avec le cas de la DCA entre la trace célibataire et la trajectoire du Λ . Le spectre de référence qui est produit à partir de la coupure par défaut est le spectre noté *Medium*. 109
- IV.13 Schéma illustrant comment se positionne un spectre après variations d'une coupure, relativement au spectre de référence. Les notations de cette figure sont également exploitées dans le texte. 110
- IV.14 Systématique : étude liée à la procédure d'extraction du signal. L'étude aborde les aspects liés à l'algorithme d'évaluation du bruit (histogrammes dans les tons rouges), la largeur de l'échantillonnage du bruit (tons bleus), la largeur de la zone de signal (tons verts), le positionnement de la zone de bruit par rapport au signal (tons violets). Les paramètres de référence sont indiqués par la mention "Dflt" (*default*) sur la légende. 113
- IV.15 Systématique : étude liée au choix du nombre de clusters TPC attachés aux traces filles. 114
- IV.16 Schéma donnant les principes de l'étude systématique liée à la quantité de matière traversée par les particules émises. . . 116
- IV.17 Distribution des valeurs dN/dy , T_t et $\langle p_T \rangle$ avec leurs incertitudes, pour l'ajustement du spectre ($\Xi^- + \Xi^+$) par une fonction de Tsallis, lorsque le paramètre n est fixé, par pas successifs. La zone délimitée en pointillés marque sur chaque distribution les valeurs qui correspondent à un $\chi^2/NDF \approx 1$. 122

IV.18	Spectres corrigés des particules étranges dans les collisions pp à 900 GeV, dont celui des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ [ALI11b]. Les spectres sont séparés par un facteur d'échelle pour des raisons de lisibilité; les points des spectres sont positionnés au centre des bins. Les lignes verticales délimitées par de courts traits horizontaux marquent l'incertitude statistique sur le signal (Eq. IV.6); les crochets indiquent la combinaison quadratique des incertitudes statistique et systématique. Les lignes en pointillés montrent les résultats des ajustements par une fonction de Tsallis.	124
IV.19	Comparaison des spectres corrigés $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ à 900 GeV, entre les données pp de 2009 (0.251×10^6 événements de [ALI11b]) et celles de 2010 (4.97×10^6 évt).	125
V.1	Graphe de contrôle : dE/dx dans la TPC pour les filles des candidats cascades, pour les données <i>réelles</i> à 7 TeV (LHC10d Pass2) (R) ainsi que pour les productions <i>MC</i> associées, celle dédiée aux $\bar{\Xi}^{\pm}$ (MC Ξ) et celle dédiée aux $\bar{\Omega}^{\pm}$ (MC Ω).	137
V.2	Étude liée au rejet du signal $\bar{\Xi}^{\pm}$ pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$. Le graphe en 2 dimensions, issu des données réelles, montre comment se répartit la totalité du signal de Ξ^- lorsque ce dernier est pris pour candidat Ω^-	139
V.3	Distribution de masse invariante intégrée en p_T des candidats Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$ dans les données pp <i>Minimum Bias</i> à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La zone grisée représente la plage de masse invariante sur laquelle le bruit de fond est échantillonné; la zone rouge délimite la plage contenant le signal.	140
V.4	Distribution de masse invariante intégrée en p_T des candidats Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ dans les données pp <i>Minimum Bias</i> à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La zone grisée représente la plage de masse invariante sur laquelle le bruit de fond est échantillonné; la zone rouge délimite la plage contenant le signal.	141
V.5	Valeurs bin par bin du signal brut extrait, à $ y < 0,5$, pour chacune des quatre espèces de cascade, dans les collisions pp <i>Minimum Bias</i> à 7 TeV.	144
V.6	Efficacité de reconstruction ("efficacité \times acceptance \times B.R.") aux rapidités centrales ($ y(casc) < 0.5$) pour chacune des quatre espèces de cascade, dans les collisions pp à 7 TeV (résultats issus des productions avec enrichissement d'étrangeté, cf. section V.A-4).	144

V.7	Probabilités de survie d'un Λ issu d'une cascade (Ξ^- ou Ω^-) au-delà d'une distance L_0 au vertex primaire. Chaque courbe correspond à une impulsion donnée pour la particule mère.	146
V.8	Fraction moyenne d'impulsion transverse récupérée par le proton issu de la désintégration en cascade des Ξ^- ou des Ω^- , respectivement. Les lignes verticales en pointillés délimitent l'intervalle en $p_T(\text{casc})$ de la présente mesure.	153
V.9	Facteurs de corrections Geant3/Fluka, pour les protons <i>primaires</i> propagés dans la géométrie ALICE ($ y < 0.8$). Valeur de la fonction d'ajustement à $p_T(p) = 10$ GeV/c : 0,990617.	153
V.10	Fraction moyenne d'impulsion transverse récupérée par l'anti-proton issu de la désintégration en cascade des Ξ^+ ou des Ω^+ , respectivement. Les lignes verticales en pointillés délimitent l'intervalle en $p_T(\text{casc})$ de la présente mesure.	154
V.11	Facteurs de corrections Geant3/Fluka, pour les anti-protons <i>primaires</i> propagés dans la géométrie ALICE ($ y < 0.8$). Valeur de la fonction d'ajustement à $p_T(\bar{p}) = 10$ GeV/c : 0,99899.	154
V.12	Influence de la correction "Geant3/Fluka" concernant les protons secondaires issus des cascades : spectres corrigés sans facteur correctif (à gauche) et avec (à droite) pour les quatre espèces de cascade. Seules les incertitudes statistiques sont montrées ici.	156
V.13	Résumé graphique des différentes incertitudes variant avec $p_T(\text{casc})$ pour chacun des quatre spectres de baryons multi-étranges dans les données pp <i>Minimum Bias</i> à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les incertitudes sont placées au centre de chaque bin de p_T , suivant Tab. V.3.	162
V.14	Spectres <i>Minimum Bias</i> corrigés pour chacune des espèces des cascades dans les collisions pp à 7 TeV. Les spectres incluent la combinaison quadratique des erreurs statistiques et systématiques (à l'exception de l'incertitude sur la normalisation). Les ajustements des spectres par une fonction de Tsallis sont superposés aux données ; les portions en pointillés marquent les parties des spectres qui sont extrapolées.	163
V.15	Contours 2D indiquant les niveaux de confiance pour chaque couple de paramètres, dans le cas d'un ajustement par une fonction de Tsallis des spectres Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et Ω^+ tirés des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV.	167
V.16	Les deux cas de figure d'une corrélation angulaire : avec émission dos à dos (cas A) ou sans (cas B).	169
V.17	Illustration des deux hypothèses simplificatrices appliquées aux études de corrélations.	170

- V.18 Illustration des deux options de corrélations au sein d'un événement : (a) Trigger = Ξ^{\pm} / Associés = traces primaires ; (b) Trigger = particule primaire directrice de l'événement / Associés = Ξ^{\pm} 171
- V.19 Corrélations azimutales (h^{\pm} - Ξ^{\pm}) pour $p_T(\text{trigger } h^{\pm}) > 5 \text{ GeV}/c$ et $p_T(\text{asso } \Xi) > 3 \text{ GeV}/c$. Les trois zones des corrélations sont mises en évidence : les pics *near-side* et *away-side*, le piédestal. 174
- VI.1 Comparaison des spectres de $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ à $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$, entre les données ALICE et différents modèles MC : PYTHIA, Phojet. [ALI11b] 180
- VI.2 Comparaison des spectres corrigés combinés des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ avec les prédictions du modèle PYTHIA, *tunes Perugia 0* et *Z2*, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [DCftAc11]. 181
- VI.3 Comparaison des spectres corrigés des différentes espèces de cascades, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ avec les prédictions du modèle PYTHIA, *tune Perugia 2011*, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. La comparaison est montrée pour deux valeurs du facteur K appliqué dans le générateur (voir texte) : (a) cas par défaut, $K = 1,0$ et (b) avec un facteur K fixé à 2,25. Le rectangle noir marque l'incertitude sur la normalisation des spectres réels corrigés. [DC11] 181
- VI.4 (a) dN/dy , (b) $\langle p_T \rangle$ des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ en fonction de \sqrt{s} (0.2, 0.9 et 7 TeV), dans les collisions pp. Notons que les données STAR [STA07a] et CMS [CMS11b] sont normalisées aux événements NSD ; les données ALICE, aux événements INEL (voir IV.B-7.i). Les $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et les $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ de l'expérience STAR sont représentés par des losanges vides et des étoiles, respectivement. Les mesures des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ fournies par la collaboration CMS correspondent aux triangles vides ; les mesures ALICE des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$, comme des cercles et carrés pleins. Pour comparaison, les prédictions du *tune Perugia 2011* sont données : trait en pointillés longs pour les baryons $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$, et en pointillés courts pour les $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ 188
- VI.5 Valeurs moyennes des spectres en p_T pour les particules identifiées, à $\sqrt{s} = 200$ et 900 GeV [ALI11b]. La paramétrisation ISR est donnée pour comparaison. 190

VI.6	Valeurs moyennes en p_T des particules identifiées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [MftAc12]. Les valeurs obtenues pour les cascades sont ajoutées aux valeurs des pions, kaons, protons [CftAc11] et ϕ [PftAc11b]. Les valeurs des $\langle p_T \rangle$ obtenus à $\sqrt{s} = 900$ GeV ainsi que la paramétrisation ISR sont affichées pour référence [ALI11b].	190
VI.7	Valeurs moyennes en p_T des particules identifiées dans les collisions Au–Au les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [STA07a] et dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [MftAc12].	191
VI.8	Rapport $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\Xi^- + \bar{\Xi}^+) = f(p_T)$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mesuré par l’expérience ALICE [DCftAc11, MftAc12].	192
VI.9	Rapport $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\Xi^- + \bar{\Xi}^+) = f(m_T - m_0)$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mesuré par l’expérience ALICE [DC11]. Les trois options envisagées pour ce rapport sont présentées : le rapport des données Ω à l’ajustement des Ξ , de l’ajustement des Ω aux données Ξ et le rapport des deux ajustements. Ces rapports sont comparés aux prédictions du modèle MC PYTHIA Perugia 2011.	194
VI.10	Rapport Λ/K_S^0 en fonction de p_T et de la centralité, pour les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [BftAc11a]. Les résultats obtenus dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 0.9$ [ALI11b] et 7 TeV sont montrés pour comparaison.	195
VI.11	Représentation des fonctions de Tsallis issues de l’ajustement des spectres de Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- , $\bar{\Omega}^+$ et ϕ [PftAc11b].	197
VI.12	Rapports “baryon/méson” pour différentes espèces, mesurées aux rapidités centrales par l’expérience ALICE dans les collisions pp à 7 TeV. (a) Les rapports sont montrés avec leur normalisation naturelle, à l’exception de $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/\phi$. (b) Ces mêmes rapports sont mis à l’échelle du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$. Les lignes en pointillés marquent les parties extrapolées des courbes, i.e. les plages de p_T pour lesquelles il n’existe pas de points de mesure pour les baryons multi-étranges et/ou le méson ϕ . Le spectre de ϕ est tiré de [PftAc11b]; le rapport $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$, de [CftAc11]; et le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2.K_S^0$, de [BftAc11a].	197
VI.13	Corrélations azimutales pour : – $p_T(\text{trigger } \Xi) > 2$ GeV/c, – $p_T(\text{asso } h^\pm) > 1$ GeV/c.	199
VI.14	Corrélations azimutales pour : – $p_T(\text{trigger } \Xi) > 3$ GeV/c, – $p_T(\text{asso } h^\pm) > 2$ GeV/c.	199

VI.15	Corrélations azimutales pour :	
	– $p_T(\textit{trigger } \Xi) > 4 \text{ GeV}/c$,	
	– $p_T(\textit{asso } h^\pm) > 3 \text{ GeV}/c$	199
VI.16	Corrélations azimutales pour :	
	– $p_T(\textit{trigger } h^\pm) > 2 \text{ GeV}/c$,	
	– $p_T(\textit{asso } \Xi) > 1 \text{ GeV}/c$	200
VI.17	Corrélations azimutales pour :	
	– $p_T(\textit{trigger } h^\pm) > 3 \text{ GeV}/c$,	
	– $p_T(\textit{asso } \Xi) > 2 \text{ GeV}/c$	200
VI.18	Corrélations azimutales pour :	
	– $p_T(\textit{trigger } h^\pm) > 5 \text{ GeV}/c$,	
	– $p_T(\textit{asso } \Xi) > 4 \text{ GeV}/c$	200
VII.1	Le premier signal de $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ de la collaboration ALICE,	
	vu dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$, à l’issue de la	
	prise de données 2009. [Sch09].	205
VII.2	Vue synoptique de l’étude globale des baryons multi-étranges	
	dans les collisions pp au LHC. Le travail de thèse s’insère	
	dans cette étude.	210

Liste des tableaux

I.1	Le second volet : les bosons vecteurs du Modèle Standard.	8
I.2	Quelques caractéristiques techniques du RHIC (2000/2001, [N ⁺ 10], Chap. 26). Les dispersions transverses des faisceaux sont données aux points d'interaction (i.e. à leur valeur minimale) et correspondent à une unité d'écart-type ("1 σ ").	22
I.3	Quelques caractéristiques techniques du LHC ([N ⁺ 10], Chap. 26) basées sur l'exploitation de 2010. La dispersion transverse des faisceaux est donnée aux points d'interaction (i.e. à sa valeur minimale) et correspond à une unité d'écart-type ("1 σ ").	22
II.1	Quelques caractéristiques des expériences du LHC [CERa, CERb]. Les chiffres concernant le nombre de participants datent du 27 juillet 2011.	41
II.2	Synopsis de la prise de données au LHC, accomplie sur les années 2009-2011 [CERe] et en prévision pour fin 2011 et 2012 [CER11].	43
II.3	Organisation de la physique d'ALICE [ALIB].	44
II.4	Sous-systèmes ALICE, avec leurs noms et les technologies associées sur lesquelles repose la détection.	47
II.5	Les 11 sites tier-1 de la Grille LHC. Les parenthèses indiquent les tier-1 distribués sur plusieurs centres géographiques.	63
III.1	Caractéristiques principales du baryon Λ et des baryons multi-étranges chargés [N ⁺ 10] : masse nominale, distance de vol $c\tau$, canal principal de désintégration et rapport d'embranchement, B.R..	73
IV.1	Cycle de production exploité pour l'analyse de données à $\sqrt{s} = 900$ GeV, avec les différentes versions des logiciels ALICE utilisés pour la reconstruction et/ou la simulation.	89

IV.2	Ensemble des sélections topologiques utilisées par les <i>vertexers</i> V0 [Ali11f] et Cascade [Ali11e], dans l’optique de la reconstruction des cascades Ξ^{\pm} dans les données pp ALICE à 900 GeV. Pour un événement pp des données 2009 à $\sqrt{s} = 900$ GeV, qui contient une cascade, la résolution sur le vertex primaire est d’environ $120 \mu\text{m} = 0,012$ cm en moyenne, et peut s’améliorer jusqu’à $85 \mu\text{m} = 0,0085$ cm pour les événements les plus riches en traces.	96
IV.3	Exemple d’incertitudes obtenues pour un bin de p_T , après application du critère de Barlow.	111
IV.4	Incertitudes point par point exprimées en pourcentage pour le spectre corrigé $1/N_{\text{evt}}d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ des $(\Xi^- + \Xi^+)$ à $ y(\Xi) < 0,5$. La mention “négligeable” signifie un impact à moins de 2 déviations standard de la valeur par défaut du spectre corrigé [ALI11b].	119
IV.5	Plages de valeurs balayées par chacun des paramètres fixés, lors de la mise en place de l’ajustement Tsallis sur le spectre à 3 points des $(\Xi^- + \Xi^+)$ à 900 GeV.	122
IV.6	Résumé des caractéristiques du spectre de $(\Xi^- + \Xi^+)$ à 900 GeV, des données 2009. La figure présente les plages mesurées en rapidité et en p_T ainsi que les paramètres de l’ajustement, le $\langle p_T \rangle$ et la fraction extrapolée à bas p_T , tels qu’obtenus après ajustement du spectre par une fonction de Tsallis (IV.17).	124
V.1	Cycles de production attachés à la période LHC10d, utilisés pour l’analyse des données à $\sqrt{s} = 7$ TeV.	134
V.2	Jeu des sélections topologiques utilisées par les <i>vertexers</i> V0 [Ali11f] et Cascade [Ali11e], dans l’optique de la reconstruction des cascades Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} , dans les données pp ALICE à 7 TeV. Les sélections à 900 GeV sont mentionnées pour comparaison (voir Tab. IV.2). Pour un événement pp à 7 TeV des données 2010, qui contient une cascade, la résolution sur la position du vertex primaire est environ de $110 \mu\text{m} = 0,011$ cm en moyenne, cette résolution peut être précisée jusqu’à $55 \mu\text{m} = 0,0055$ cm pour les événements avec un grand nombre de traces.	136
V.3	Caractéristiques du signal extrait suivant p_T pour les quatre espèces de cascade.	142
V.4	Nombre d’interactions pp perdues pour les différentes sélections d’événements successives.	157

- V.5 Caractéristiques principales des résonances $\Xi(1530)^0$ et $\Xi(1530)^-$ [N⁺10] : masse nominale, distance de vol $c\tau$, canal principal de désintégration et rapport d'embranchement, B.R.. Les canaux impliquant les Ξ^0 ne sont pas montrés. 158
- V.6 Synopsis des incertitudes retenues pour les différents spectres des baryons multi-étranges. Les incertitudes sont exprimées en pourcentage des spectres *Minimum Bias* corrigés $1/N_{\text{evt}}d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ pour les Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et Ω^+ à $|y| < 0,5$, dans les données pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. 161
- V.7 Tableau récapitulatif des paramètres de l'ajustement Tsallis sur les particules Ξ^- , Ξ^+ et Ω^- , Ω^+ , pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, pour les données *Minimum Bias*. Les valeurs centrales des paramètres sont données ici pour un ajustement qui prend pour incertitude point à point la somme quadratique des incertitudes statistique et systématiques (cf. Eq. IV.10), exclusion faite de l'incertitude sur la normalisation au nombre d'événements (voir Par. V.C-9). Les valeurs centrales pour $\langle p_T \rangle$ sont établies directement à partir de la fonction de Tsallis sur la plage $p_T \in [0; \infty]$ 166
- V.8 Etat d'avancement des corrections liées à l'analyse en corrélations angulaires. 172
- VI.1 Valeurs des paramètres relatifs à l'étrangeté qui sont modifiés entre les *tunes* Perugia 0 et Perugia 2011 de PYTHIA 6.4. La mention *dflt* indique qu'il s'agit de la valeur par défaut de la version 6.4 de PYTHIA. Voir p.491 de [SMS06]. . . 183
- VI.2 Valeurs des paramètres considérés et/ou modifiés entre les *tunes* Z1 et Z1C de PYTHIA 6.4. La mention *dflt* indique qu'il s'agit de la valeur par défaut de la version 6.4 de PYTHIA. . . 184
- VI.3 Inventaire des mesures de cascades disponibles en fonction de \sqrt{s} dans le système de collision pp/pp̄. Le tableau donne le système de la collision, l'énergie de celle-ci, la classe d'événements éventuellement utilisée pour la normalisation, le type de mesure pour les cascades et la référence bibliographique. 186
- VI.4 Caractéristiques du spectre de $1/N_{\text{evt}}d^2N/dp_T dy(\phi) = f(p_T)$, mesuré dans les collisions inélastiques pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [PftAc11b]. Le tableau inclut les paramètres de l'ajustement du spectre par une fonction de Tsallis. 196

- VI.5 Inventaire des analyses liées aux baryons multi-étranges dans les divers systèmes et énergies de collision accessibles au LHC. Les différentes possibilités sont indiquées par des symboles : analyse déjà faite (✓), en cours au sein de la collaboration ALICE (✍), à faire ou, tout du moins, à tester (ToDo) ou *a priori* impossible (✗), le plus souvent, en raison de la quantité de données trop faible en regard de ce que demanderait l'analyse. 203
- VII.1 Tableau synoptique des taux de production et p_T moyens pour les cascades, mesurés dans les collisions inélastiques pp, *Minimum Bias*, à $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les résultats sont obtenus aux rapidités centrales : $|y(\Xi)| < 0,8$ à $\sqrt{s} = 900$ GeV, $|y(casc.)| < 0,5$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV. 206

Entrée en matière

Everything starts somewhere, although many physicists disagree.

Terry Pratchett

(Version 1.3)

Ce manuscrit arrive au terme d'une préparation au doctorat, dont les travaux de recherche ont été menés auprès de l'expérience ALICE au CERN. De manière générale, le centre d'intérêt de cette expérience de physique des hautes énergies porte sur l'une des quatre interactions fondamentales, l'interaction forte. Celle-ci est l'interaction qui assure la cohésion de la matière nucléaire, elle lie les constituants élémentaires que sont les quarks à l'aide de gluons, vecteurs de l'interaction.

Plus concrètement, il s'agit de mettre en œuvre l'exploration du diagramme de phase de la matière nucléaire. De la sorte, ce qui est visé est notamment la caractérisation de la nouvelle phase qu'est ledit plasma de quarks et de gluons (*Quark Gluon Plasma, QGP*). Ce plasma est un état très particulier de la matière, qui aurait été une des premières étapes de l'évolution de notre univers, quelques microsecondes après le big-bang. Dans cet état, les protons et les neutrons de la matière nucléaire usuelle n'existent plus ; les conditions qui y sont rencontrées sont telles que l'on envisage un système directement composé de quarks et de gluons déconfinés : ces derniers perdent la mémoire de leur nucléon d'origine pour évoluer au sein d'un système commun.

Expérimentalement, l'étude du plasma de quarks et de gluons passe par trois types de collisions, les collisions de noyaux lourds (C, Cu, Au, Pb, ... notées A-A), les collisions proton-noyau (p-A) et les collisions proton-proton (pp). Les premières sont la véritable voie d'accès expérimentale vers le QGP,

les deux dernières tiennent lieu de références. La compréhension des collisions p–A et pp est en effet de première importance pour l'étude du QGP : le système formé n'atteignant pas *a priori* une densité d'énergie suffisante pour former un QGP, ces deux systèmes servent d'étalons, indispensables à l'étude des collisions d'ions lourds.

Avec la mise en fonction récente de l'accélérateur LHC, c'est un nouveau domaine en énergie qui devient accessible pour la caractérisation du QGP. Cette nouvelle étape de recherche peut bénéficier dans un premier temps de données issues de collisions Pb–Pb et pp.

L'approche de cette thèse est d'aborder les choses par le système de référence pp. De prime abord, on pourrait considérer que l'étude des collisions pp se limite à un simple exercice d'étalonnage : pour une sonde donnée du QGP, la mesure est faite dans les collisions pp et l'on se tourne alors sans plus de formalités vers les données A–A. Cependant, cette idée simple passe rapidement sur une question primordiale. On doit en effet s'interroger sur l'hypothèse à la base de la recherche sur le QGP et se demander si "*la référence est bien ce que l'on croit*" : est-elle véritablement une référence ? sans zone d'ombre ni ambiguïté possible ? Chaque nouvelle montée en énergie accompagnant la recherche du QGP se heurte systématiquement à cette question. La question apparaît d'autant plus nécessaire auprès de l'accélérateur LHC, car les collisions pp impliquant des énergies de l'ordre de 10^{12} électron-volts recèlent alors une telle densité d'énergie que l'hypothèse initiale annonçant l'absence stricte de déconfinement en pp ne va pas ou plus de soi.

Il n'est donc pas seulement question de *calibrer* une sonde. Il s'agit d'abord de prendre toute la mesure de cette sonde dans le système dit de référence. Par là, il s'agit en fait de relever les originalités et de comprendre les subtilités du système pp lui-même.

Les sondes choisies dans ce travail sont les *baryons multi-étranges* chargés, $\Xi^-(dss)$ et $\Omega^-(sss)$, contenant deux ou trois quarks de saveur *étrange s*. Ce choix est légitimé par différents arguments.

renforcement d'étrangeté : les quarks étranges sont historiquement proposés à la base d'une signature du QGP : la production d'étrangeté se trouverait fortement accrue à partir d'un QGP, on parle de *renforcement d'étrangeté*. Ce renforcement dans la production de quarks *s* se traduit naturellement par un renforcement de la production des hadrons étranges dans l'état final ; cette augmentation est notamment la plus marquée pour les hadrons les plus riches en quarks *s*, soit pour les Ξ et Ω .

modèles statistiques : ces baryons étranges sont par ailleurs relativement massifs (1,4 et 1,8 fois la masse du proton, respectivement), ce sont *a priori* des particules qui fournissent de très fortes contraintes sur les

modèles donnant une description physique statistique de la production des hadrons formés des quarks les plus légers, i.e. les plus abondants (u, d, s). Ce type d'approche est testé tant dans les collisions A–A que pp.

mécanismes de formation : de manière générale, la connaissance des modes d'émission de particules renseigne indirectement sur les caractéristiques les plus fondamentales de la collision. Dans cette optique, les baryons multi-étranges Ξ^- et Ω^- et leurs anti-particules respectives présentent l'avantage de pouvoir être identifiés sur une large gamme d'impulsion transverse ; ceci est possible grâce à une identification fondée sur la reconstruction de leur topologie de désintégration en cascade (désintégration par interaction faible). Cela permet en particulier de mesurer ces particules étranges sur un domaine de p_T (0,5 - 10 GeV/c) où différents mécanismes de formation entrent en compétition.

La présente thèse se propose d'étudier ces baryons au LHC en utilisant les capacités uniques de trajectographie de l'expérience ALICE aux rapidités centrales.

La question générale est celle de la production et des conditions de production des baryons multi-étranges dans les collisions pp aux énergies du LHC. Le travail de thèse a pour objectif essentiel la mesure de spectres, i.e. la mesure des taux de production de ces baryons en fonction de l'impulsion transverse p_T :

$$1/N_{\text{evt}} d^2 N / dp_T dy = f(p_T)$$

Ceci, d'une part, pour permettre des comparaisons aux modèles phénoménologiques décrivant la production de particules dans les collisions pp, et d'autre part, afin d'étudier l'évolution de cette production en fonction de l'énergie de collision.

Une fois cette base établie, on peut envisager de compléter ces résultats par d'autres analyses différentielles :

- une étude de corrélations azimutales, entre les baryons multi-étranges et les autres hadrons chargés de l'événement, pour différents domaines de p_T ;
- une étude de la production des baryons multi-étranges en fonction de la multiplicité des événements.

L'analyse de corrélations azimutales vise à évaluer la compétition entre les mécanismes durs (fragmentation) et mous (coalescence) à bas, moyen et haut p_T . L'étude en multiplicité pose avant tout la question de la production d'étrangeté dans les événements les plus riches en particules : ces événements pp montrent-ils des signes de phénomènes collectifs normalement caractéristiques de la physique des ions lourds ?

Le manuscrit est divisé en six chapitres. Chacun démarre sur un rappel de la table des matières propre au chapitre, suivie par un paragraphe résumant les points majeurs et les articulations clés du chapitre.

Chapitre I : le contexte général de physique est donné. C'est avant tout une présentation des différentes facettes de l'interaction forte. Avec dans un premier temps la facette théorique ; dans un second temps, la facette expérimentale. Tout au long du chapitre, une deuxième grille de lecture est recherchée : la physique de l'interaction forte est continuellement mise en balance entre le contexte hadronique des collisions pp et celui déconfiné des collisions d'ions lourds.

Chapitre II : ce chapitre décrit l'environnement plus immédiat du projet LHC et d'ALICE. Les aspects aussi divers que la collaboration, le détecteur, la reconstruction d'événement et l'environnement informatique sont traités. De la sorte, ce sont les contextes "organisationnels" et techniques de la thèse qui sont mis en avant.

Chapitre III : le point commun de toutes les analyses de la thèse est présenté : la reconstruction des baryons multi-étranges. Le texte est essentiellement qualitatif, il a pour objet de fixer les principes de cette reconstruction et d'en présenter les avantages et les difficultés.

Chapitre IV : cette partie donne les détails de l'analyse des baryons multi-étranges dans les données pp à $\sqrt{s} = 900$ GeV. Elle porte sur l'extraction d'un spectre corrigé $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ pour les baryons ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) aux rapidités centrales. Ce chapitre permet de poser les jalons de l'élaboration d'un spectre, tant dans sa construction à proprement parler que dans sa validation par les études systématiques.

Chapitre V : ce chapitre prolonge le précédent avec le détail des analyses de données pp à 7 TeV. Il porte pour l'essentiel sur les spectres corrigés séparés pour les quatre espèces de cascades Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ mais également Ω^- et $\bar{\Omega}^+$. Une étude complémentaire est introduite, avec les corrélations azimutales ($\bar{\Xi}^{\pm} - h^{\pm}$) entre les baryons $\bar{\Xi}^{\pm}$ et les traces primaires.

Chapitre VI : cette dernière partie revient sur les résultats obtenus dans les chapitres IV et V pour les baryons multi-étranges. Il s'agit de discuter de manière transversale les résultats et de mettre en perspective la production des baryons multi-étranges sous différents aspects (par rapport aux modèles Monte Carlo, à différentes énergies de collision, à d'autres particules, ...)

– Chapitre I –

Physique des particules (étranges)

We live in a Newtonian world of Einsteinian physics
ruled by Frankenstein logic.

David Russell

(Version 1.3)

Contenu

I.A	Modèle Standard et QCD	6
I.A-1	Typologie élémentaire : le modèle standard	6
I.A-2	QCD, condensée en un lagrangien	9
I.B	QCD et Plasma de Quarks et de Gluons	12
I.B-1	Regroupement des quarks, les hadrons	12
I.B-2	Confinement des quarks et liberté asymptotique	13
I.B-3	Déconfinement des quarks et QGP	15
I.B-4	Symétrie chirale, brisée ou restaurée	16
I.B-5	Intérêts des recherches sur le QGP	18
I.C	Expérimentation du QGP	20
I.C-1	Installations dédiées au QGP	20
I.C-2	Évolution d'une collision : le scénario de Bjorken	23
I.D	Physique de l'étrangeté	26
I.D-1	Quarks s dans le contexte A–A : renforcement d'étrangeté	27
I.D-1.i	<i>Les arguments du renforcement</i>	28
I.D-1.ii	<i>Les observables expérimentales associées</i>	29

I.D-2	Transition : signature équivoque des quarks étranges	30
I.D-2.i	Dépendance en $\sqrt{s_{\text{NN}}}$, du SPS au RHIC	30
I.D-2.ii	Dépendance en centralité, volume de corrélation	32
I.D-3	Quarks s dans le contexte pp	33

Le chapitre introductif du manuscrit vise à présenter les abords de la physique impliquée dans ce travail de thèse. – Ouverture classique, donc.

Après avoir évoqué le Modèle Standard de la physique des particules, le texte s'attardera sur l'interaction forte et sa théorie descriptive, la Chromodynamique Quantique (QCD). La description de la QCD sera faite en deux temps, avec :

1. la présentation du Lagrangien QCD,
2. l'exposition des propriétés phares associées, en suivant le chemin proposé par la Fig. I.2, figure charnière du chapitre.

Les aspects liés à la symétrie chirale, la liberté asymptotique ou encore le confinement des quarks seront plus particulièrement mis en avant. Ceci nous amènera vers le pendant de ces concepts, à savoir les notions de déconfinement et de plasma de quarks et de gluons.

De la théorie, nous passerons alors à la mise en œuvre expérimentale avec les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le chapitre se terminera sur ce qu'indique son titre : la physique des particules étranges, dans la perspective de la physique propre aux ions lourds mais également dans celle du système pris comme référence, les collisions proton-proton.

I.A Modèle Standard et QCD

I.A-1 Typologie élémentaire : le modèle standard

Commençons par planter le décor de physique. Commençons par des choses élémentaires : la physique de la matière ramenée à sa plus simple expression. La toile de fond pourrait être un tableau, celui qui représente le Modèle Standard [HM84, Per00]. Sous ce nom se cache la description théorique la plus complète de ce qui constitue l'Univers à son niveau le plus fondamental. Du moins au niveau qui nous apparaît aujourd'hui comme tel... - Le Modèle Standard évolue avec le temps, il se développe par itérations, sur la base de théories petit à petit éprouvées. De Newton à Weinberg (... ou Higgs ?), en passant par Maxwell et Einstein, le Modèle Standard a traversé

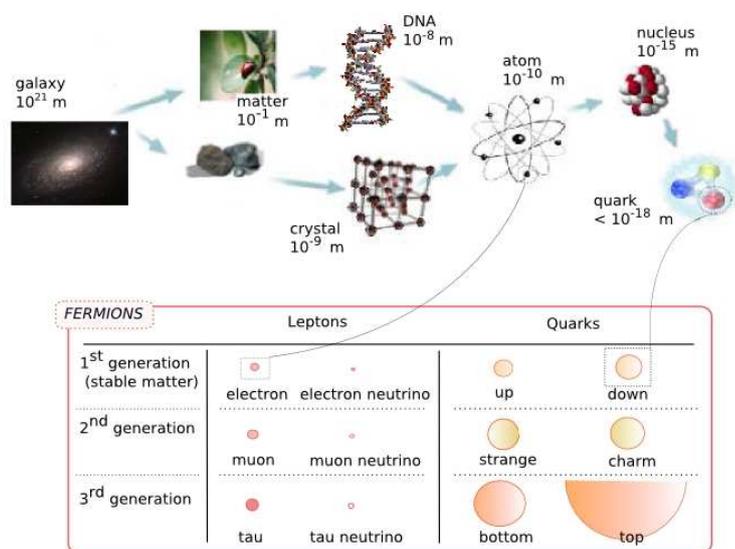


FIGURE I.1 – Le premier volet : les fermions du Modèle Standard.

les derniers siècles et tente aujourd’hui d’atteindre une description quantique aboutie.

Le tableau du Modèle Standard peut être vu comme un diptyque. D’un côté, la matière elle-même et, de l’autre, les interactions entre les constituants de la matière¹.

Le premier volet (voir Fig. I.1) représente les unités de base de la matière. Douze particules élémentaires (échelle inférieure à 10⁻¹⁸ m). Douze fermions étiquetés selon deux catégories, leptons et quarks, et selon trois familles comprenant chacune deux quarks, un lepton chargé et un neutrino, les familles I, II et III.

Suivant une description simple de ce premier volet, on pourrait avancer que le propre des familles II et III tient à l’*instabilité* des particules qui les composent. Pour l’essentiel, ces deux familles n’ont eu de véritables rôles à tenir que dans les premiers instants de l’Univers. À l’inverse, la famille I est marquée par sa *stabilité*. L’électron, le quark *up*, le quark *down* constituent la matière que nous connaissons, de l’eau à l’air, en passant par la Terre, le papier de ce manuscrit, l’auteur ou le lecteur...².

1. Ce découpage élude certaines subtilités mais demeure suffisamment honnête sur la réalité des choses.

2. Ce paragraphe n’est qu’une première approche ; il faudrait reconsidérer un peu les choses. Le jeu sur l’idée sur “stabilité” / “instabilité” est ici suffisamment vague pour masquer certaines finesses de la réalité. *A priori*, parler d’instabilité pour une particule, c’est souvent parler d’une particule avec un temps de vie limité (temps inférieur à 10⁻⁶ s)

Le second volet définit le comportement des trois familles. Il traite et décrit les interactions possibles entre les différents fermions de la matière. Par là, il recense les bosons vecteurs que vont s'échanger les fermions lors d'une interaction (voir Tab. I.1³).

Boson de jauge Interaction associée Théorie descriptive Grandeur quantique associée Particules concernées	photon, γ électromagnétique Electrodynamique Quantique (QED) charge électrique leptons et hadrons chargés; quarks
Boson de jauge Interaction associée Théorie descriptive Grandeur quantique associée Particules concernées	bosons massifs, W^+, W^- et Z^0 électromagnétique et faible, unifiées "théorie électrofaible" charges électrique et faible leptons, quarks et hadrons
Boson de jauge Interaction associée Théorie descriptive Grandeur quantique associée Particules concernées	8 gluons, g forte Chromodynamique Quantique charge de couleur particules colorées (...)

TABLE I.1 – Le second volet : les bosons vecteurs du Modèle Standard.

À chaque élément de ce volet de relations correspond infailliblement au moins un prix Nobel de Physique.

L'électrodynamique quantique : la QED est développée entre 1946 et 1950 par Tomonaga Shinichiro, Julian S. Schwinger et Richard P. Feynman, elle fera l'objet du Nobel en 1965.

La théorie électrofaible : elle fait son apparition en 1961, poussée par Sheldon Lee Glashow, et est complétée en 1967 par Abdus Salam et Steven Weinberg; tous ensemble, ils recevront le prix Nobel en 1979. Une première mesure des bosons d'interaction W^+ , W^- et Z^0 est faite en 1983, lorsque ceux-ci sont produits et directement observés dans les collisions du Sp \bar{p} S au CERN; *l'année suivante*, cette performance expérimentale vaut le prix Nobel à Carlo Rubbia et Simon van der

et par là, d'une particule qui va suivre une chaîne de désintégration jusqu'à arriver aux particules du domaine "stable". En ce sens, il est faux de dire que les familles II et III sont entièrement instables. Cependant, on peut aborder l'instabilité sous un autre angle. Les neutrinos sont en fait stables au sens où ils ne vont pas se désintégrer en d'autres leptons, mais on pourrait les considérer comme instables au sens où ils sont capables de se transformer régulièrement d'une saveur de neutrino à une autre, donnant lieu à ce que l'on appelle *l'oscillation de neutrino*.

3. Rien n'est dit ici sur le fameux boson de Higgs, ni sur l'hypothétique graviton...

Meer.

La chromodynamique quantique : la QCD et les gluons apparaissent en 1973 - après des années 60 ponctuées par les raffinements successifs du modèle de quarks (Murray Gell-mann, prix Nobel 1969) ; trois décennies plus tard, le prix Nobel de Physique 2004 est décerné à David J. Gross, H. David Politzer and Frank Wilczek pour leur travaux sur les quarks et notamment pour la découverte de la “liberté asymptotique” de l’interaction nucléaire forte [GW73, Pol73] (voir plus loin).

À ce diptyque de particules vient se superposer, en filigrane, le tableau des antiparticules associées. À chacune des particules précédentes correspond une antiparticule. En quelque sorte sœurs siamoises mais adverses, la particule et l’antiparticule ont des propriétés communes (temps de vie, masse, spin, ...) mais se différencient par leurs charges opposées (électrique, faible, de couleur, ... tous les nombres quantiques internes), antagonisme qui les conduit à s’annihiler quand elles se rencontrent⁴.

En définitive, il s’avère que les prédictions issues de ces théories présentent une certaine robustesse à l’expérience. Avec une précision redoutable en termes de chiffres significatifs, la théorie QED, par exemple, est certainement l’une des théories les mieux validées, les plus éprouvées de la physique actuelle.

Cependant, il nous faut mentionner ici que nous arrivons à présent dans une période critique où des incohérences commencent à survenir (problème de la masse du neutrino, ...), où des inquiétudes apparaissent (le boson de Higgs n’a pas encore été révélé expérimentalement, ...) et où des critiques font surface (les paramètres du modèle sont de plus en plus nombreux, au point que l’on dépasse aujourd’hui la vingtaine de paramètres). Il est clair que cette période critique est également une période décisive pour l’avenir du modèle et de ses implications. Le Modèle Standard est à un tournant de son développement.

I.A-2 QCD, condensée en un lagrangien

Revenons en 1964. La zoologie des hadrons⁵ connus est relativement étendue, Gell-Mann a déjà suggéré l’idée consistant à envisager les hadrons comme un assemblage de quarks u , d et s . Le *modèle de quarks* offre ses premières prédictions, dont une particule triplement étrange, Ω^- (sss). Nous sommes en 1964, donc, et l’existence du Ω^- est alors confirmée expérimentalement, à l’aide de collisions K^-+p dans une chambre à bulles installée

4. L’antiparticule d’une particule pa sera notée \bar{pa} ($e^- = e^+$, \bar{u}/u , ...).

auprès de l'AGS au Brookhaven National Laboratory [B⁺64].

Plus qu'un pur objet mathématique et désormais mis au compte des particules qui existent bel et bien, le Ω^- soulève une interrogation : comment respecter le principe d'exclusion de Pauli et garder pour ce fermion (spin non-entier, 3/2 ici) une fonction d'onde anti-symétrique ? En effet, la fonction d'onde d'espace, de spin et de saveur de chacun des trois quarks étranges est symétrique, ce qui, pour le Ω , aboutit à une fonction d'onde totale purement symétrique.

Cette preuve expérimentale conduit Oscar Greenberg [Gre64], d'une part, et Moo-Young Han et Yoichiro Nambu [HN65], d'autre part, à introduire un nouveau nombre quantique, capable de fournir l'anti-symétrie nécessaire... Le modèle de quarks⁶ est raffiné en conséquence et le Lagrangien de l'interaction forte est véritablement construit, dans le groupe de jauge adapté [FGML73].

L'interaction forte à son niveau fondamental⁷ est décrite par la Chromodynamique Quantique (QCD, suivant l'acronyme anglais ; [N⁺10], chap. 9). Il s'agit d'une théorie relativiste fondée sur un groupe de symétrie de type Spécial Unitaire, $SU(3)$. La QCD est une théorie invariante par transformation de jauge locale, elle décrit une symétrie *non brisée*, à savoir la conservation du nombre quantique de couleur.

L'équation (I.1) ci-dessous donne la forme de base du Lagrangien QCD.

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \underbrace{i\delta_{ij}\bar{\psi}_q^i\gamma^\mu\partial_\mu\psi_q^j}_{\text{terme } Qk(\text{CIN})} + \underbrace{g_s\bar{\psi}_q^i\gamma^\mu t_{ij}^a A_\mu^a\psi_q^j}_{\text{terme } QkGl} - \underbrace{m_q\bar{\psi}_q^i\psi_{q,i}}_{\text{terme } M} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{\text{terme } Gl(\text{CIN})} \quad (\text{I.1})$$

$$\text{où : } F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (\text{I.2})$$

$$g_s^2 = 4\pi\alpha_s \quad (\text{I.3})$$

avec les notations du cours [Ska11] :

- ψ_q^i , champ de quark de saveur q , avec l'indice de couleur $i \in [1; n_c = 3]$, tel que $\psi_q = (\psi_{qR}, \psi_{qG}, \psi_{qB})^T$,
- γ^μ , matrices de Dirac traduisant la nature vectorielle de l'interaction,

5. Voir la section I.B-1 pour la définition des hadrons.

6. Pour une version contemporaine du modèle de quarks, voir chap. 14 de [N⁺10].

7. Nous ne sommes pas ici au niveau du noyau atomique mais à une échelle plus fine, inférieure à celle d'un nucléon. L'interaction forte de "basse" énergie, i.e. au niveau du noyau, ressort en fait comme un phénomène complexe de second ordre, pour lequel la QCD perd sa faculté de prédiction. Vouloir expliquer une structure nucléaire à l'aide de gluons relève d'une tâche quasi inextricable, au point que l'on préfère s'en remettre à une théorie *effective*, dont les bases étaient déjà jetées en 1935 (Hidiki Yukawa, prix Nobel en 1949). L'idée essentielle consiste à reporter le rôle de vecteur de l'interaction non plus sur le gluon mais sur les mésons les plus légers : π, η, ρ , etc.

- μ , indice du vecteur de Lorentz,
- g_s , constante de couplage forte qui est reliée à α_s (voir I.B-2),
- m_q , masse, *a priori* non-nulle, du quark q (résultant du mécanisme de Higgs ou équivalent),
- $F_{\mu\nu}^a$, tenseur de champ pour un gluon d'indice de couleur a (dans la représentation adjointe, soit $a \in [1; 3^2 - 1 = 8]$)
- A_μ^a , champ de gluon d'indice de couleur a (représentation adjointe),
- t_{ij}^a , matrices génératrices de $SU(3)$, proportionnelles aux matrices de Gell-Mann ; ce sont ces matrices qui applique la “rotation” de couleur dans l'espace $SU(3)$ lors de l'interaction d'un gluon avec un quark,
- f^{abc} , constantes de structure de la QCD.

Le Lagrangien QCD est composé de quatre termes, chacun couvrant un aspect de l'interaction :

- $\underline{Qk(CIN)}$: ce premier terme correspond à l'énergie cinétique du champ de quark ψ_q^i ;
- \underline{QkGl} : le second terme donne l'interaction entre les fermions que sont les quarks et les bosons que sont les gluons ;
- \underline{M} : le troisième terme fait intervenir explicitement la masse des quarks ;
- $\underline{Gl(CIN)}$: le dernier terme définit l'énergie cinétique associée aux gluons.

Il est notable que ces quatre termes accompagnés des paramètres fondamentaux α_s et m_q condensent en eux-mêmes tous les faits marquants de la QCD, contiennent ensemble la physique de l'interaction forte. La présente section I.A-2 ne se donnait pour objectif que de poser le Lagrangien. Suivant la ligne définie par la Fig. I.2, les sections suivantes auront alors pour objet de faire ressortir les éléments clés que recèle l'opérateur.

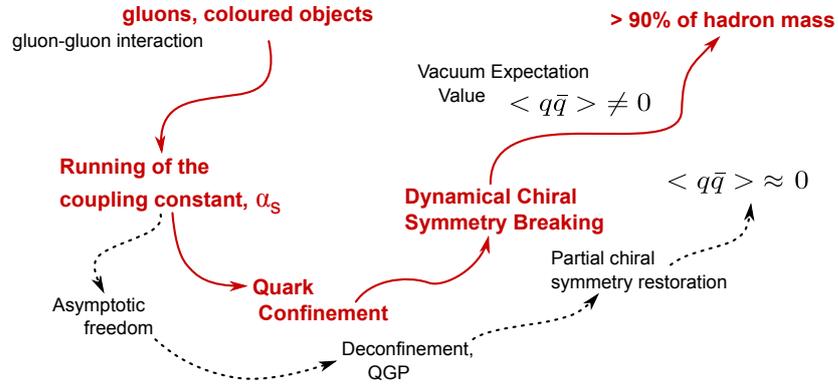


FIGURE I.2 – Concepts clés de la QCD. Le parcours des flèches en traits pleins marque les faits associés à la physique des hadrons ; le parcours en pointillés, à celle du plasma de quarks et de gluons.

I.B QCD et Plasma de Quarks et de Gluons

I.B-1 Regroupement des quarks, les hadrons

Les leptons n’ayant pas de charges de couleur, l’interaction forte concerne avant tout⁸ les six saveurs de quarks : u, d, s, c, b, t. En ce qui concerne les charges possibles – indice i de l’Eq. (I.1) – trois couleurs et trois anti-couleurs sont à considérer : rouge (r), vert (g) et bleu (b) ; anti-rouge (\bar{r}), anti-vert (\bar{g}) et anti-bleu (\bar{b}). Chaque quark (anti-quark) peut prendre indifféremment l’une de ces couleurs (anti-couleurs).

Quarks et couleurs considérés, il faut alors rendre compte d’un fait important de la théorie, à savoir l’inexistence d’objet coloré *isolé*⁹ : seuls peuvent être observés des objets “blancs”, dont la composition en couleurs n’est pas apparente. Les quarks, comme les anti-quarks, sont ainsi regroupés en singulet de couleur (entités “blanches”), formant ainsi ce qui définit un *hadron*. On dit que les quarks s’hadronisent.

Les mélanges possibles pour aboutir à ces édifices blancs sont ceux auxquels l’optique nous a habitués. On peut procéder ici par analogie. Nous sommes alors amenés à considérer deux types simples de hadrons.

Les baryons : soit il s’agit d’un regroupement de trois quarks ou trois anti-quarks, $q_1 q_2 q_3$, chacun ayant l’une des trois couleurs ou l’une des trois anti-couleurs (rgb ou $\bar{r}\bar{g}\bar{b}$) ; c’est un *baryon* (respectivement un *anti-baryon*). C’est le cas par exemple du proton (duu), du neutron (ddu), du Λ (uds), ...

8. Restriction pas tout à fait exacte... Voir la section suivante et le cas gluons.

9. Une particule colorée dépourvue de partenaire demanderait une énergie infinie (voir, là aussi, section I.B-2) et un vide *vide* (section I.B-4)...

Les mésons : soit il s'agit d'un regroupement d'un quark q_1 et d'un anti-quark \bar{q}_2 , la neutralité de couleur provenant alors de l'association d'une couleur et de sa couleur complémentaire; c'est un *méson*, catégorie illustrée, par exemple, par le pion $\pi^0((u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2})$ ¹⁰, le pion $\pi^+(u\bar{d})$ ou l'anti-particule de ce dernier $\pi^-(\bar{u}d)$.

Baryons et mésons envisagés dans leurs différentes résonances, la zoologie des hadrons connus dans le cadre du Modèle Standard répertorie à l'heure actuelle quelque deux cents entités distinctes [N⁺10].

I.B-2 Confinement des quarks et liberté asymptotique

Il faut ici s'octroyer une pause (...) Le temps d'un paragraphe. Pour apprécier une nouveauté caractéristique de la QCD. "Les gluons sont des objets colorés¹¹"... Dès lors, l'interaction forte ne concerne plus seulement les quarks mais également les gluons eux-mêmes, ouvrant des possibilités inattendues de couplage gluon-gluon (cf. le terme non-abélien $g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ dans Eq. (I.2)). Une analogie qui aiderait peut-être à mieux appréhender le problème, consisterait à imaginer le photon comme étant lui-même une entité électriquement chargée, devenant du même coup vecteur ET sujet de l'interaction qu'il véhicule dans QED...

La présence de gluons colorés est ce qui impose le régime d'évolution de la constante de couplage forte, α_s . Pour revenir à la QED, en première approximation, on peut faire l'hypothèse que la constante de couplage ne dépend pas significativement de Q^2 , l'échelle d'énergie du processus envisagé. En effet, entre les basses énergies et des énergies avoisinant les 91 GeV, la valeur de α_{QED} varie de 1/137 environ à une valeur proche de 1/128 ([Per00], section 6.5), soit de manière limitée. En revanche, pour l'interaction forte, α_s chute fortement avec l'augmentation du niveau d'énergie, comme illustré sur la Fig. I.3. Aux titres d'exemples, on peut mentionner deux valeurs de α_s à deux niveaux d'énergie : $\alpha_s(1.7 \text{ GeV}) \approx 0.33$ et $\alpha_s(91 \text{ GeV}) \approx 0.12$ ([N⁺10], section 9.3.4).

À très haute énergie (phénomènes ayant lieu à des échelles d'énergie supérieures à la masse du boson Z , 91 GeV/ c^2), la constante de couplage est faible. La théorie des perturbations est applicable, on peut espérer étudier analytiquement les manifestations de QCD. À faible énergie (les noyaux atomiques, les hadrons), la constante de couplage est particulièrement forte (> 1), le régime n'est plus perturbatif, ... D'où la nécessité de calculs non

10. Pour des raisons de symétrisation, le méson π^0 est en fait une combinaison linéaire de deux couples de quarks.

11. En fait, le gluon n'a pas une couleur unique mais une combinaison de couleurs, 8 configurations élémentaires sont possibles – indice a de l'Eq. (I.1) – donnant lieu à autant de gluons différents : $r\bar{g}$, $r\bar{b}$, $g\bar{r}$, $g\bar{b}$, $b\bar{r}$, $b\bar{g}$, $1/\sqrt{2}.(r\bar{r} - g\bar{g})$ et $1/\sqrt{6}.(r\bar{r} + g\bar{g} - 2.b\bar{b})$ ([Per00], section 6.1).

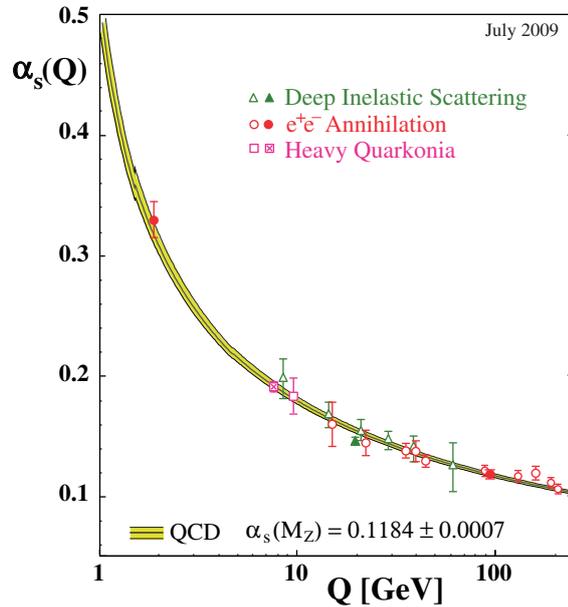


FIGURE I.3 – Évolution de la constante de couplage de l’interaction forte, α_s , en fonction de l’énergie échangée [Bet09]. Voir également [Gla08, Bet07].

perturbatifs et l’avènement de nouvelles stratégies de traitement, dont la QCD sur réseau (*Lattice QCD*) fait partie [Wil74]...

Conséquence pratique de cette évolution singulière de la constante de couplage : le potentiel d’interaction forte se présente sous une forme radicalement différente de celle des autres interactions fondamentales. Le potentiel augmente en effet avec la distance entre les particules colorées ([Per00], section 2.7).

$$V_{\text{QCD}} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr \quad (\text{I.4})$$

Comme l’indiquent l’Eq. (I.4) et la Fig. I.4, le potentiel suit deux comportements particuliers, selon la distance entre les quarks. Pour une part, à r très faible (i.e. “à haute énergie” ...), le comportement “coulombien” (en $1/r$) domine, le couplage s’affaiblit, les quarks interagissent peu et deviennent quasi-libres. D’où l’idée de *liberté asymptotique*. À l’inverse, le potentiel prend assez rapidement la forme linéaire d’un potentiel associé à la force de tension d’une corde ; il faudrait ainsi une énergie infinie pour séparer à l’infini deux quarks d’un hadron (dans un méson tout comme dans un baryon).

En pratique, sans en arriver là, dès lors que la valeur du potentiel $V_{q_1 q_2}$ entre deux objets colorés dépasse l’énergie de seuil de création d’une paire q_3/\bar{q}_3 , cette paire peut être créée, q_3 venant se lier à q_1 et \bar{q}_3 à q_2 ¹². Certes, q_2 est désormais séparé de q_1 , mais ne demeure pas pour autant isolé : il

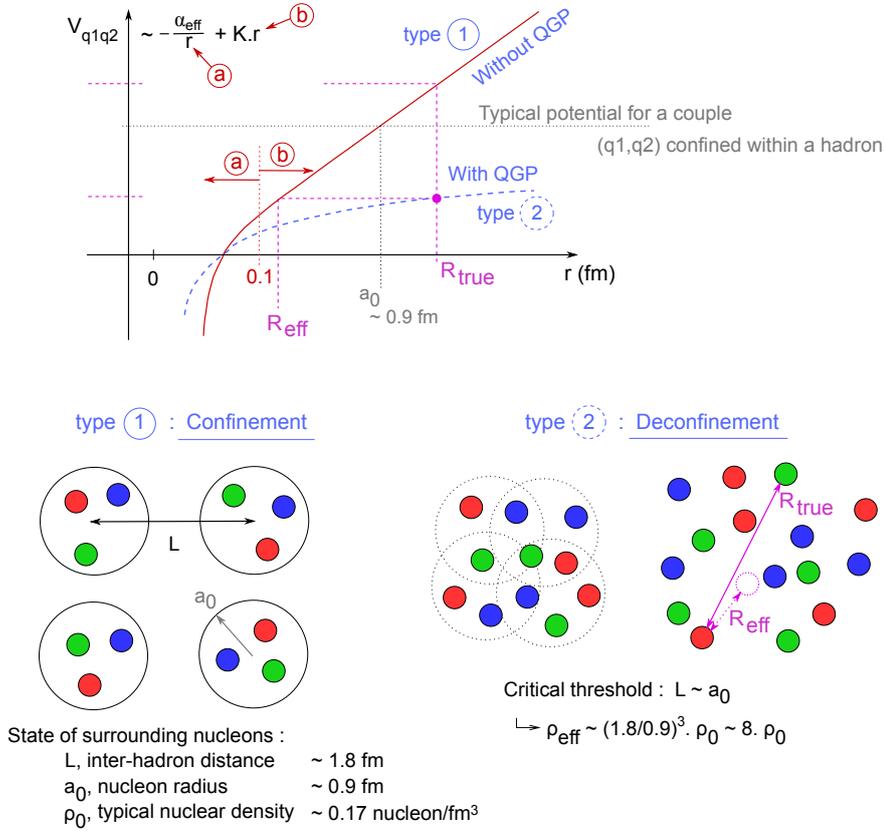


FIGURE I.4 – Potentiel V_{q1q2} d’interaction entre deux objets colorés en fonction de la distance r qui les sépare (inspiré de [Kuh98], chap. 1 et [Kuh05], chap. 1).

retrouve à sa proximité un autre objet coloré, formant ainsi une nouvelle entité pour laquelle le potentiel revient dans un domaine de plus faible interaction, à r plus faible (voir Fig. I.5). Un quark ne peut demeurer isolé ; cela impose inévitablement son incorporation dans un édifice qui est, d’une manière ou d’une autre (...), “blanc”. Usuellement, cela se traduit par son *confinement* au sein d’un hadron.

I.B-3 Déconfinement des quarks et QGP

On peut toutefois imaginer un édifice blanc particulier. Au même titre qu’il existe un plasma électromagnétique globalement neutre électriquement, on peut songer à un plasma neutre en couleur...

Imaginons que l’on parvienne à augmenter petit à petit le nombre de ha-

12. Ceci est une vision simplifiée du processus dit de *fragmentation* [AGIS83].

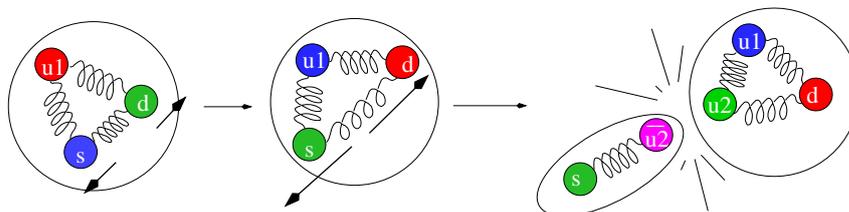


FIGURE I.5 – Schématisation de la production d’un méson à partir d’un baryon. (NB : Par souci de simplification ici, chaque interaction est supposée ne mettre en jeu qu’un seul gluon).

drons par unité de volume, jusqu’à atteindre le moment critique où ceux-ci se chevauchent (distance inter-hadrons, L proche du rayon a_0 des hadrons eux-mêmes, soit une distance compatible avec la portée de l’interaction forte). Dû à la forte concentration de quarks et de gluons en présence, un phénomène d’(anti-)écranage apparaît ([Shu04], section 8.2.1). Le potentiel d’interaction du système étudié “vient saturer” sous la valeur normale du potentiel d’un hadron de taille moyenne a_0 (voir Fig. I.4). C’est dans ces conditions que survient le *déconfinement* des quarks : les quarks restent continuellement en interaction mais peuvent désormais accéder potentiellement à la totalité du volume occupé par le système en équilibre thermodynamique interne, ils perdent la mémoire identitaire de leur hadron d’origine. C’est à cela que tient essentiellement la notion de *plasma de quarks et de gluons* (Quark-Gluon Plasma, QGP), idée née à la fin des années 70 [CP75a, CP75b, Shu78].

I.B-4 Symétrie chirale, brisée ou restaurée

Revenons à la description de la matière confinée. Un dernier aspect à aborder concerne la chiralité [Koc95], propriété des particules à rapprocher de la notion d’hélicité. Un quark peut avoir une hélicité droite (spin et impulsion sont orientés dans le même sens) ou gauche (spin et impulsion sont orientés en sens opposés).

Une réécriture du Lagrangien QCD (I.1) nous amène à constater que les termes $Qk(\text{CIN})$ et $QkGl$ laissent l’hélicité inchangée et ne couplent que les états d’hélicité identique. La partie gluonique $Gl(\text{CIN})$ laisse également invariante l’hélicité des gluons. En revanche, le terme M , lui, couple les quarks gauches et droits ; ce terme peut en effet être mis sous la forme ([Cha98], section II.2) :

$$m_q \bar{\psi}_q \psi_q = m_q (\bar{\psi}_q^L \psi_q^R + \bar{\psi}_q^R \psi_q^L) \quad (\text{I.5})$$

La masse m_q constitue la clé de voûte de cette relation : la valeur de ce paramètre conditionne le poids relatif du terme M par rapport aux autres

termes du Lagrangien et par là, la brisure ou la préservation de la symétrie. Avec des masses de quarks nulles, nous avons affaire à une pure symétrie chirale : les quarks gauches et droits ne se voient pas. Il existe alors deux mondes distincts de quarks, et au-delà, deux mondes distincts de hadrons, où chaque hadron dispose d'un partenaire "chiral" de parité opposée et de même masse ([Cha98], section II.3). En réalité, il s'avère que la symétrie chirale est explicitement brisée, la masse nue des quarks u , d et s ¹³ n'est pas nulle. Toutefois, ces masses demeurent assez faibles ([N⁺10], quarks), si bien que la brisure de symétrie devrait rester modeste. Suffisamment en tout cas pour que la situation attendue *a priori* soit le doublement du spectre évoqué à l'instant (hadrons deux à deux *proches en masse* et non plus de masses identiques). Or, dans les faits, ce n'est pas ce qui est observé. Selon toute apparence, il existe une violation bien plus marquée de la symétrie.

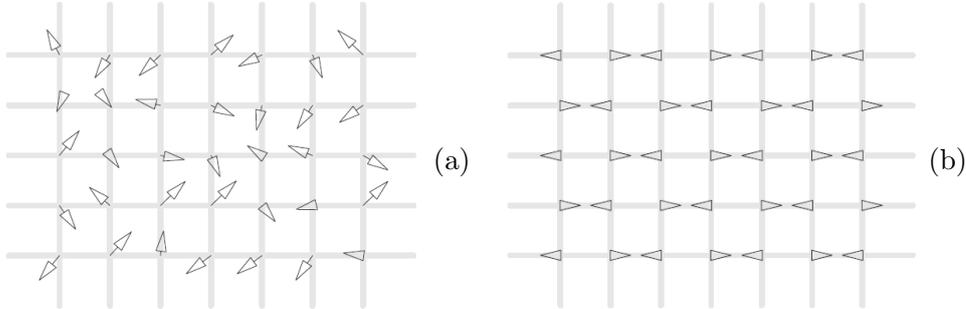


FIGURE I.6 – Illustration des états du vide : (a) vide perturbatif, désordonné, avec condensat nul ; (b) vide non-perturbatif, ordonné, lié à un condensat non nul [Mou05].

Pour expliquer cela, nous sommes alors amenés à considérer l'état fondamental de la QCD, *le vide*, et son degré de symétrie. Chercher à quantifier le degré de symétrie de l'état, son caractère plus ou moins ordonné, impose de chercher un *paramètre d'ordre*¹⁴. Dans le cas présent, ce rôle est tenu par le condensat chirale, $\langle \psi_q \bar{\psi}_q \rangle \stackrel{not^o}{=} \langle q\bar{q} \rangle$, mesure de l'intensité moyenne du couplage gauche-droite des particules dans le vide. Le condensat est en fait nul dans le cas où la symétrie chirale est préservée, non nul dans le cas où celle-ci est brisée. Dit autrement, le vide est vide (!) si la masse des quarks est nulle, le vide n'est *pas* vide (!) mais peuplé de quarks et d'anti-quarks, si la masse des quarks est non nulle. Ces deux possibilités sont schématisées sur la Fig. I.6.

13. On ne s'intéresse ici qu'aux quarks les plus légers et les plus abondants, u et d .

14. Dans le cas du ferromagnétisme, c'est le champ magnétique extérieur qui brise la symétrie de l'agencement des spins, le paramètre d'ordre est l'aimantation moyenne, de valeur nulle dans le cas désordonné, non nulle dans le cas (anti)ferromagnétique. Dans le

Nous avons dit plus haut que les observations indiquent une brisure très claire de la symétrie chirale. Aux températures usuelles, dans le modèle de Nambu-Jona-Lasinio¹⁵ ([Cha98], section III), le vide n'est pas naturellement vide. Ceci apparaît comme une conséquence du confinement. Gerardus t'Hooft a en effet montré que la présence d'un confinement impliquait une brisure *dynamique* de la symétrie chirale ([Mou05], section 7 et 8) ; la brisure est dynamique au sens où elle provient de l'interaction entre les objets du système lui-même : la masse des quarks se trouve fortement modifiée par l'interaction des quarks avec le condensat.

Dans un état confiné, les quarks « s'habillent » et acquièrent une masse supplémentaire. Cette masse est telle qu'elle justifie l'essentiel de la masse des hadrons (98 % de la masse du proton, $M_p = 938 \text{ MeV}/c^2$), reléguant *ici* le mécanisme de Higgs, à même d'expliquer la masse nue des quarks, au rang de phénomène mineur (quelques MeV/c^2 pour la masse nue de u et d) [CR10].

À l'inverse, les calculs de QCD sur réseau prédisent que le condensat s'estompe avec une augmentation de la température et/ou de la densité de la matière (Fig. I.7). Il semble donc que la transition de phase confinement/déconfinement puisse rejoindre une autre transition¹⁶, celle voyant une restauration (partielle) de la symétrie chirale, où la masse des quarks est ramenée à leur simple masse nue ([Shu04] section 8.4.2).

I.B-5 Intérêts des recherches sur le QGP

Au niveau de l'intérêt de la physique du QGP, on peut avancer deux axes majeurs.

Un premier enjeu du QGP concerne le Modèle Standard lui-même : il place l'étude de l'interaction forte dans un nouveau cadre, qui, déjà, diffère du contexte de Yukawa associé aux noyaux, mais également d'un environnement purement hadronique. Situé entre la physique des particules et la physique nucléaire, le QGP est une mise à l'épreuve inédite de la QCD ; il met en lumière un certain nombre d'aspects qui contribuent à l'élaboration du Modèle Standard. Nous avons vu dans le paragraphe précédent (I.B-4) le lien entre le QGP et la restauration de la symétrie chirale (masse nue des quarks contre masse des quarks constituants) ; on peut également citer en exemples l'étude des comportements collectifs des quarks ou encore, ce qui nous concerne ici plus directement, la problématique de l'hadronisation des quarks.

cas QCD, ce sont les masses de quarks qui brisent la symétrie, en se couplant au condensat chirale, le paramètre d'ordre. Cette analogie est mise en avant dans les sections 7 et 8 de [Mou05].

15. Modèle inspiré de la supraconductivité et des paires de Cooper (théorie BCS) ...

16. Il semble que les températures critiques de transition chirale et de déconfinement soient très proches, mais cela semble pour le moment fortuit du point de vue théorique.

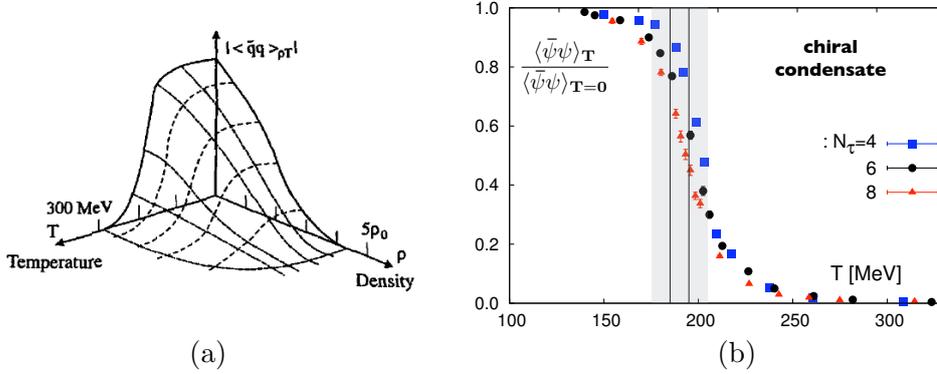


FIGURE I.7 – Évolution du condensat de quarks, $\langle q\bar{q} \rangle$, selon la QCD sur réseau. L'évolution est fonction de : (a) la température et la densité [Wei92], (b) la température [Wei10], la bande grise marque la région de transition et donne un aperçu de la plage de température pour la transition ; les différents points correspondent à un nombre différent N_τ de noeuds calculés sur le réseau le long de l'axe euclidien des temps.

Un second enjeu des études sur le QGP a, comme le suggère la figure I.8, trait à la cosmologie. Dans ce cadre, l'étude du QGP est un moyen de recherche sur un état potentiellement "naturel" de la matière, état que l'on suppose être celui du cœur d'une étoile à neutrons [CP75b], d'une part, et celui de l'Univers lui-même quelques microsecondes après le Big Bang, d'autre part [Lan03].

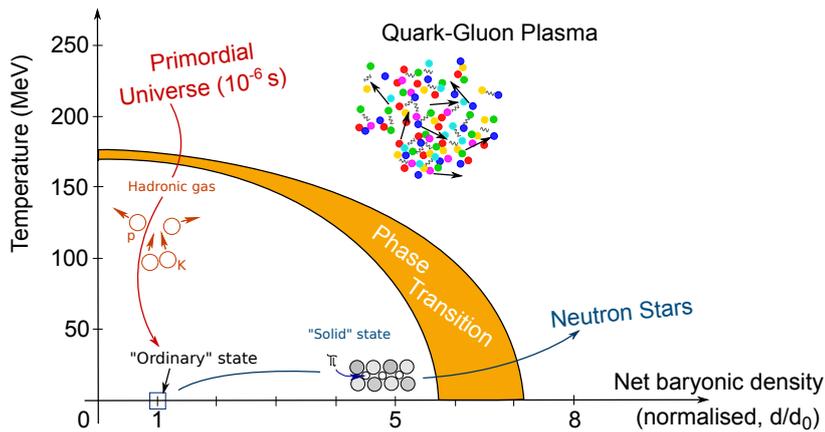


FIGURE I.8 – Vue d'ensemble du diagramme de phase de la matière hadronique (depuis [Kuh05]).

I.C Expérimentation du QGP

I.C-1 Installations dédiées au QGP

Le concept et les enjeux généraux posés, on en vient alors à s'interroger sur les conditions expérimentales à mettre en œuvre concrètement pour reproduire un tel état de la matière.

“Imaginons que l'on parvienne à augmenter petit à petit le nombre de [hadrons] par unité de volume ... ” cette phrase était un premier indice (page 16)... et posait en fait le principe à suivre pour l'expérimentation de ce qui nous intéresse. En pratique, les nucléons (hadrons) dont on peut disposer usuellement sont ceux présents dans les noyaux ; et pour augmenter le nombre de nucléons par unité de volume, un moyen – faussement simple (...) – consiste à lancer ces noyaux les uns contre les autres en collision frontale, à très haute énergie. Concrètement, avec toutes les difficultés que cela implique, il va s'agir d'accélérer des noyaux ($^{208}_{82}Pb$, $^{197}_{79}Au$, $^{92}_{41}Nb$, $^{64}_{29}Cu$, $^{12}_6C$, ...), petit à petit déshabillés de leur nuage électronique, de les faire entrer en collision pour, enfin, suivre l'évolution du système. Si l'énergie de la collision est assez élevée, on espère alors franchir une densité d'énergie critique dans le système formé par la collision et avoir alors des indications caractéristiques d'une nouvelle phase QGP.

Dans la mesure où le QGP demeure un état extrême de la matière, il faut s'attendre à ce que sa recréation en laboratoire soit avant tout quelque chose de difficile ; il y a là un double défi : *prouver* que le QGP est un fait et pas seulement une conjecture, et ce qui va de pair, *caractériser* cet état de la matière.

Jusqu'ici, plusieurs expériences d'ions lourds ont déjà été dédiées à l'étude du plasma de quarks et de gluons. Le point de départ des recherches expérimentales peut être placé en 1984, avec le Bevalac, accélérateur au Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)¹⁷. Le synchrotron offre alors la possibilité d'accélérer à des énergies relativistes n'importe quel élément du tableau périodique (énergie disponible dans le référentiel du centre de masse du système nucléon-nucléon, $\sqrt{s_{NN}}$, jusqu'à 2,4 GeV). Les expériences qui y sont menées sur cibles fixes montrent les premiers signes d'un comportement collectif pour le système issu des collisions.

Par la suite, les recherches sur le thème du QGP sont essentiellement rattachées à deux autres instituts : le Brookhaven National Laboratory (BNL), aux États-Unis (près de New York) et l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN), en Europe (près de Genève). Chacune des institutions prenant tour à tour, au cours des deux dernières décennies, la tête des études sur le déconfinement.

17. Cette première résulte d'un effort conjoint des chercheurs de Berkeley aux USA et

Le BNL et le CERN démarrent chacun en 1986 leurs programmes de recherche dédiés à la physique des ions lourds. Ces projets exploitent des collisions sur cibles fixes, à partir l'Alternating Gradient Synchrotron (AGS) pour l'un, le Super Proton Synchrotron (SPS) pour l'autre. À cette époque, l'énergie maximale de collision est relevée ($\sqrt{s_{NN}}$ atteignant 5.8 GeV à l'AGS [Lud86, Tru91], 17 GeV environ au SPS [Sch89, Sch08]) mais les faisceaux qu'il est possible d'accélérer sont essentiellement limités aux noyaux de faibles masses ($A \leq 32$, i.e. jusqu'aux noyaux de soufre).

Le CERN poursuit alors en 1994 avec le "CERN Lead beam Programme" au SPS, programme qui s'appuie sur l'usage de noyaux de plomb ($A = 208$) et s'articule sur plusieurs expériences toujours en *cible fixe*¹⁸ ($\sqrt{s_{NN}}$ jusqu'à 17,3 GeV).

Dans un séminaire dédié, le 10 février 2000, le CERN annonce en première historique [HJ00] « des preuves d'un nouvel état de la matière : un bilan des résultats du CERN Lead Beam Programme ». Cet événement est un point décisif pour la physique du QGP mais également le point de départ d'une controverse certaine au sein de la communauté.

L'annonce est d'autant plus débattue qu'elle prend place seulement cinq mois avant que le Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) ne soit mis en opération au BNL ($\sqrt{s_{NN}}$ jusqu'à 200 GeV). La particularité de cette installation repose sur plusieurs points :

- l'installation est exclusivement dédiée à la physique du QGP ;
- le centre héberge quatre expériences de collisions *frontales*, faisceau contre faisceau ;
- les quatre expériences que sont BRAHMS, PHENIX, PHOBOS et STAR [A⁺05c, A⁺05b, B⁺05, A⁺05a] ont la capacité d'étudier simultanément différentes observables, ce qui ouvre la voie vers des études corrélées entre observables ; ce point est une nouveauté par rapport aux programmes précédents qui étaient plutôt fondés sur le principe "une observable – une expérience".

En 2011, la recherche sur le QGP est essentiellement menée auprès de deux accélérateurs : le RHIC (...) à BNL et le Large Hadron Collider (LHC) au CERN.

Le RHIC poursuit un programme varié, axé sur différents systèmes de collision (Au–Au, Cu–Cu, d–Au, pp...) et différents niveaux d'énergie (200, 130, 62.4, 39, 11.5, 7.7 GeV).

Le LHC a démarré plus récemment, à l'automne 2009. Nous reviendrons sur cet accélérateur ainsi que sur les six expériences associées dans la section

de GSI en Allemagne.

18. Le programme s'appuie sur sept expériences : NA44, NA45/CERES, NA49, NA50/NA60, NA52/NEWMASS, WA97/NA57 et WA98.

II.A-2 du chap. II. Parmi les 6 détecteurs, ALICE mais également CMS et ATLAS ont un programme de physique dédié aux collisions d'ions lourds ($\sqrt{s_{NN}}$ jusqu'à 5.52 TeV à terme, pour les collisions Pb-Pb).

Les caractéristiques principales des deux accélérateurs sont résumées par les tableaux I.2 et I.3. On peut noter le saut important en énergie qui accompagne le mouvement de RHIC vers LHC : $\sqrt{s_{NN}}$ multiplié par 13.8 pour le moment...

Particules accélérées	pp	$^{197}\text{Au} - ^{197}\text{Au}$
Énergie maximale du faisceau	0,25 TeV	0,1 TeV par nucléon
Facteur de Lorentz maximal, γ	≈ 267	≈ 106
Luminosité ($cm^{-2}.s^{-1}$)	$\approx 5,5.10^{31}$	$\approx 2.10^{25}$
Dispersion transverse du faisceau (μm)	≈ 90	≈ 150
Circonférence (km)	3,834	
Nombre de dipôles supraconducteurs	396 aimants	

TABLE I.2 – Quelques caractéristiques techniques du RHIC (2000/2001, [N⁺10], Chap. 26). Les dispersions transverses des faisceaux sont données aux points d'interaction (i.e. à leur valeur minimale) et correspondent à une unité d'écart-type ("1 σ "). .

Particules accélérées	pp	$^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$
Énergie maximale du faisceau	3,5 TeV	1,38 TeV par nucléon
Facteur de Lorentz maximal, γ	$\approx 3\ 730$	$\approx 1\ 470$
Luminosité ($cm^{-2}.s^{-1}$)	$\approx 10^{32}$	$\approx 10^{25}$
Dispersion transverse du faisceau (μm)	≈ 45	
Circonférence (km)	26,659	
Nombre de dipôles supraconducteurs	1232 aimants	

TABLE I.3 – Quelques caractéristiques techniques du LHC ([N⁺10], Chap. 26) basées sur l'exploitation de 2010. La dispersion transverse des faisceaux est donnée aux points d'interaction (i.e. à sa valeur minimale) et correspond à une unité d'écart-type ("1 σ ").

Sur le plan des conclusions expérimentales, il semble désormais établi que l'état QGP existe [BNL05]. Sur la base des empreintes décelées au SPS et la mise en évidence de nouvelles manifestations du QGP, le RHIC a permis de lever les principaux doutes qui pouvaient encore subsister sur l'existence d'un état déconfiné [MN06]. Il faut alors mesurer la nuance entre ce que l'on observe dans les collisions du laboratoire et un QGP tel qu'on

le conçoit pour l'Univers primordial ou, ce qui est encore différent, le QGP envisagé pour une étoile à neutrons ; dans cette optique, RHIC a commencé la *caractérisation* à proprement parler de l'état QGP qui lui est accessible [MN06], à savoir la partie du diagramme de phase essentiellement tournée vers les fortes températures (température critique de l'ordre de 170 MeV, Fig. I.8). L'expérience ALICE poursuit cette étude systématique des propriétés du QGP, à plus haute énergie.

I.C-2 Évolution d'une collision : le scénario de Bjorken

Physicists like to think that all you have to do is say,
these are the conditions, now what happens next ?

Richard Feynman

En janvier 1983, un article de J.D Bjorken fut publié dans *Physical Review D* sur le sujet “highly relativistic nucleus-nucleus collisions in *the central rapidity region*”. L'article évoquait un scénario pour les collisions d'ions lourds et, bien que les descriptions actuelles apparaissent sensiblement plus complexes, le scénario proposé n'en est pas moins devenu - et reste - une référence en la matière [Bjo83]. Les figures I.9 et I.10 donnent une vision schématique du scénario.

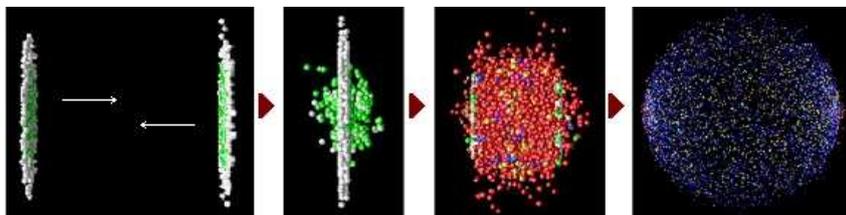


FIGURE I.9 – Simulation d'une collision Au–Au au RHIC.

Que se passe-t-il au moment et à l'endroit où les deux noyaux se croisent (*point d'interaction*) ? Les noyaux, accélérés dans le référentiel du laboratoire à une vitesse proche de celle de la lumière dans le vide¹⁹, se percutent dans une collision frontale²⁰.

19. C'est en raison de ces vitesses relativistes que les noyaux apparaissant sur la figure I.9 ont une forme aplatie ; étant donné le facteur de Lorentz, un observateur au repos dans le référentiel du laboratoire verra une contraction des longueurs. Le rayon d'un noyau de Plomb est d'environ 10 fm, le facteur de Lorentz au LHC est de 1470, le rayon apparent sera donc divisé d'autant dans la direction du mouvement ...

20. La collision n'est pas forcément purement frontale : il peut exister un *décalage entre les centres* des noyaux qui se rencontrent. Ce décalage est chiffré par deux paramètres équivalents : le *paramètre d'impact*, b (en femtomètre), ou la *centralité* (en pour cent) de

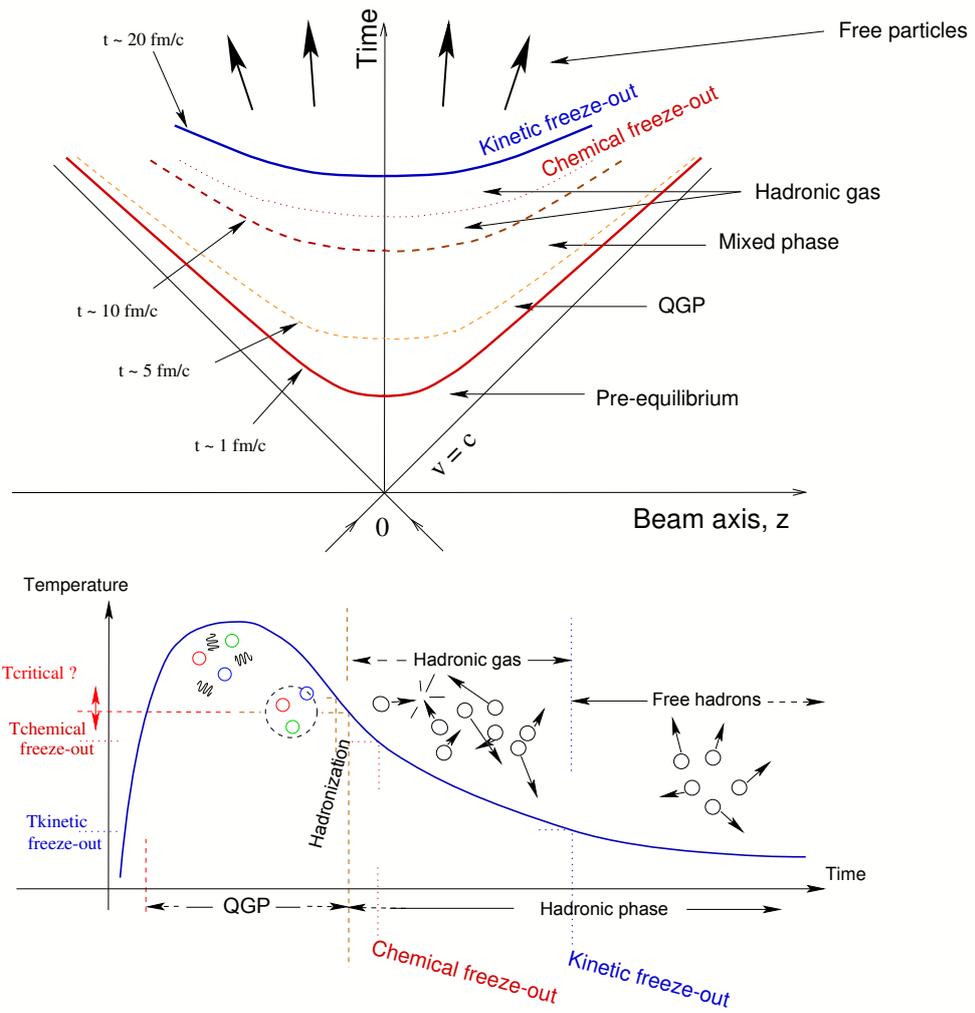


FIGURE I.10 – Deux vues du scénario de Bjorken.

À $t = 0$, le chronomètre *associé au centre de masse du système* démarre. Après une phase de pré-équilibre qui conduit le système vers un équilibre thermodynamique interne ($t \approx 1 \text{ fm}/c = 3,3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$), ce dernier, en expansion cylindrique, initialement constitué exclusivement de protons et de neutrons, franchit dans le meilleur des cas la densité d'énergie critique à partir de laquelle le QGP se forme ($\approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ d'après les calculs LQCD, QCD sur réseau [Kar02]). L'extension spatiale du système couvre alors quelques fm^3 .

À partir de ce point, parmi les particules *directement* produites par la “boule de feu”, il faut distinguer le scénario suivi par les leptons et les photons, d'une part, du scénario suivi par les quarks (et les gluons), d'autre part.

Ainsi, d'un côté, en ce qui concerne les leptons et les photons directs, quel que soit le moment et l'endroit où ils sont produits dans la boule de feu, ils sont censés s'en échapper et rejoindre librement les détecteurs, sans interagir avec le milieu : ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte du QGP environnant.

D'un autre côté, du point de vue des quarks, après la phase QGP, une seconde étape va consister pour les quarks en un refroidissement, ponctué par deux moments cruciaux.

Aux alentours de $10 \text{ fm}/c$, la quasi totalité du système, toujours en expansion, revient d'une phase QGP à une phase de gaz hadronique : le système dans sa globalité a commencé à *s'hadroniser* jusqu'au point où l'intégralité du milieu est repassé sous la forme de hadrons.

Mais les hadrons constitués interagissent via de multiples collisions inélastiques ; la composition hadronique du milieu change continûment. Ceci se poursuit du moins jusqu'à la température critique du *gel chimique*, où la nature hadronique du milieu est alors figée. Un baryon Ξ , par exemple, produit dans ce milieu ne changera désormais plus de nature, il restera un baryon Ξ . Le milieu alors en présence forme un gaz hadronique. Les collisions inélastiques n'ont plus cours ; en revanche, il existe encore des collisions élastiques entre hadrons. Les distributions de vitesse changent. Le gaz se refroidit fortement et se détend, couvrant un volume estimé à 10^3 fm^3 .

À partir de $t \approx 20 \text{ fm}/c$, le gaz hadronique s'est évanoui en hadrons libres. La composition du système est alors figée ET les impulsions de chaque particule sont alors fixées. C'est le *gel cinétique*²¹.

Troisième et dernière étape, les hadrons ainsi produits s'éloignent li-

la collision, paramètres auxquels on peut avoir accès à partir des données expérimentales via le modèle dit “de Glauber”. Ce décalage a son importance car selon sa valeur, c'est plus ou moins de nucléons qui participent effectivement, donc plus ou moins d'énergie transférée au système.

21. Afin de peut-être mieux visualiser la scène, il est possible de visionner des films de simulation d'événements sur [Uni08].

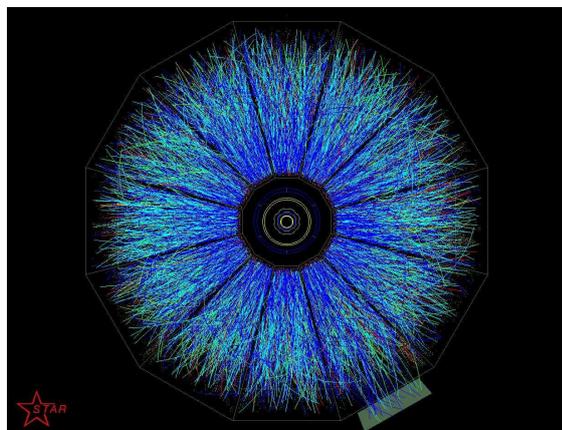


FIGURE I.11 – Exemple d'un événement réel de STAR au RHIC (Au–Au à 200 GeV), traces vues dans le plan transverse du faisceau [STA].

brement vers les couches successives de détecteurs (voir Fig. I.11), dont la première se situe typiquement à quelques centimètres de là. Dans les étapes précédentes, l'interaction forte présidait aux mécanismes création/transformation des particules (temps typique d'interaction $\approx 10^{-23} s$ [Per00]). Ici, l'interaction électromagnétique prend la première le relais.

Les désintégrations du type $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\Sigma^0(uds) \rightarrow \Lambda + \gamma \dots$ peuvent être observées à partir de $10^{-18} s$, temps typique des mécanismes électromagnétiques [Per00]. Cependant, il faut noter à ce stade qu'une importante fraction des quarks en présence est encore faite de quarks s , c et b . Ces quarks sont instables, ils sont susceptibles de se désintégrer en quarks de la première génération, par interaction faible (Fig. I.12). Il s'avère que les mécanismes faibles sont nettement plus lents ($\approx 10^{-10} s$ [Per00]), au point qu'ils ne peuvent survenir que dans les derniers instants de la collision. En ce sens, on peut dire que l'étape considérée ici - et en conséquence, le scénario - s'achève sur un rôle majeur des courants faibles.

Tout l'enjeu pour l'expérimentateur va alors consister, à partir des informations laissées dans les détecteurs (Fig. I.11), à remonter aux informations issues des tous premiers instants de la collision.

I.D Physique de l'étrangeté

Dans la perspective du QGP, il existe un certain nombre de signatures qui ont été proposées historiquement et qui ont rencontré un succès plus ou moins marqué :

- le renforcement d'étrangeté [RM82, KMR86],
- le *Jet Quenching* [Bjo82, GP90],
- la suppression des quarkonia, type $J/\psi(c\bar{c})$, $Y(b\bar{b}) \dots$ [MS86],

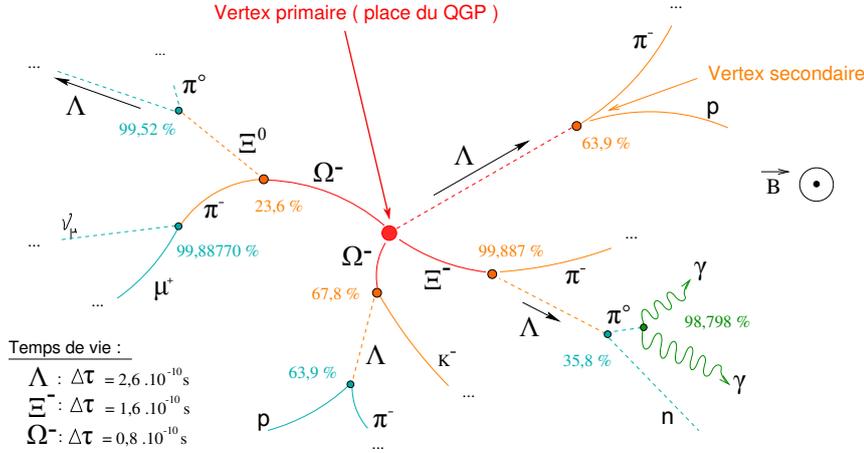


FIGURE I.12 – Exemples de chaînes de désintégration pour quelques hadrons typiquement produits. Les pourcentages mentionnés à côté des vertex représentent les rapports d'embranchement (*Branching Ratio, BR*) du canal associé.

- l'hydrodynamique avec les flots radial et elliptique, v_2 [Oll92, VZ96].

Dans la suite, l'attention sera portée sur la première d'entre elles, première signature mise en avant du point de vue historique : le renforcement d'étrangeté (*Strangeness Enhancement*).

I.D-1 Quarks étranges dans le contexte des collisions A–A : renforcement d'étrangeté

En 1982, Johann Rafelski et Berndt Müller suggèrent une manière d'identifier de façon décisive la formation d'un QGP. La preuve est fondée sur les particules contenant un ou plusieurs quarks étranges [RM82]. La clé du raisonnement, à une énergie $\sqrt{s_{NN}}$ donnée, repose sur la différence de production des quarks s entre deux systèmes [KMR86] :

1. *gaz de hadrons (HG)* – un système de référence dont les degrés de liberté primordiaux sont hadroniques (quarks confinés),
2. *QGP* – un système dont les degrés de liberté fondamentaux sont partoniques (quarks déconfinés).

Dans la comparaison entre les deux scénarii, plusieurs arguments viennent marquer les différences de production.

I.D-1.i Les arguments du renforcement

α . Les seuils de réaction

L'abondance des π dans le gaz hadronique nous amène à considérer les créations de particules à partir de ces derniers. Dans le gaz, l'énergie seuil qu'il est nécessaire de fournir pour produire des hadrons étranges est élevée.

La production directe ($\pi + \pi \rightarrow \pi + \pi + \text{hadron étrange} + \text{anti-particule}$) est pénalisée par la conservation du nombre baryonique pour les hyperons et, plus généralement, par la conservation du nombre d'étrangeté. Ceci impose de produire particules et anti-particules étranges ensemble. Le seuil de réaction correspond à deux fois la masse du hadron au repos : 2230 MeV pour les $\Lambda + \bar{\Lambda}$, 2642 MeV pour les $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$, 3344 MeV pour les $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$.

La situation est un peu plus favorable dans le cas de la production indirecte. Il s'agit ici de produire les hadrons les plus légers ($\pi + \text{nucléon} \rightarrow K + \Lambda$) puis de faire réagir successivement les produits intermédiaires afin de générer les hadrons de masse supérieure ($\pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi$, $\pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$). Pour produire un Ω , ceci nous conduit à une énergie cumulée de l'ordre de $(535 + 565 + 710) \text{ MeV} = 1810 \text{ MeV}$.

Productions directe comme indirecte, les processus hadroniques restent toutefois bien plus coûteux que ceux attendus dans un milieu QGP. La présence de partons thermalisés, accompagnée de la restauration de la symétrie chirale, ramène en effet le problème à la production de paires étranges $s\bar{s}$, prises à la masse nue, soit environ $2 \times 100 \text{ MeV}/c^2$ [N⁺10].

β . La probabilité de production

Dans la phase plasma, la densité de gluons est importante ce qui ouvre la possibilité de nouveaux modes de production (Fig. I.13) : l'annihilation de quarks est complétée par la fusion de gluons. Celle-ci devient même *a priori* le mécanisme dominant, à l'origine de 80% des paires $s\bar{s}$ créées.

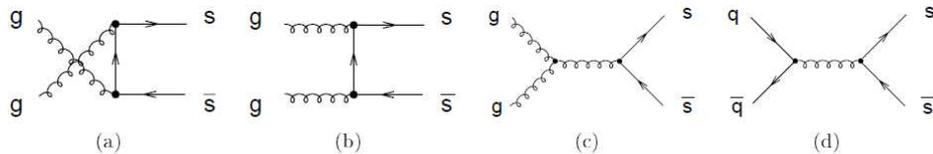


FIGURE I.13 – Diagrammes de Feynman associés à la production de quarks s : fusion de gluons (a,b,c) et annihilation quark/anti-quark (d).

γ. Les temps d'équilibration

Dans un gaz hadronique, le processus d'équilibration de l'étrangeté est lent (la chaîne de production indirecte évoquée en (α) demande un certain temps pour se mettre en place). Il faut un temps sans doute trois à cinq fois plus long que ce que l'on prévoit pour une phase déconfinée. Le plasma est normalement censé aboutir à un équilibre thermique très rapidement, ce qui entraîne la saturation d'étrangeté du milieu avant même son évanouissement. D'où une proportion de quarks étranges *a priori* plus abondante dans le cas QGP.

I.D-1.ii Les observables expérimentales associées

Les trois arguments précédents engendrent une production d'étrangeté qui est largement favorisée dans l'option avec plasma, tant en termes de bilan énergétique que de probabilité de création.

Au final, l'abondance des *quarks s* dans le milieu déconfiné à l'équilibre doit se traduire par une production accrue des *hadrons* étranges dans l'état final. En première approximation, la formation d'un hadron étrange apparaît d'autant plus facilitée en présence d'un QGP que la particule contient davantage de quarks étranges ; le taux de formation des hyperons doit pouvoir s'écrire comme :

$$1/N_{\text{evt}} dN/dy(h) \propto (d_s)^{|S_h|} \quad (\text{I.6})$$

avec : d_s , densité de quarks étranges dans le milieu plasma initial,
 $S_h = \pm 1, 2, 3$, nombre d'étrangeté du hadron étrange h ,

Les hiérarchies suivantes devraient alors être attendues :

$$\Omega_{/\Xi}(\text{QGP}) \approx \Xi_{/\Lambda}(\text{QGP}) \quad (\text{I.7})$$

$$\Omega_{/\Xi}(\text{HG}) \ll \Xi_{/\Lambda}(\text{HG}) \quad (\text{I.8})$$

$$\Omega_{/\Xi}(\text{QGP}) > \Omega_{/\Xi}(\text{HG}) \quad (\text{I.9})$$

$$\Xi_{/\Lambda}(\text{QGP}) > \Xi_{/\Lambda}(\text{HG}) \quad (\text{I.10})$$

Expérimentalement, on se retrouve face à la difficulté de la comparaison : comment définir des taux de productions comparables, entre un gaz hadronique (*a priori*, collisions pp) et un milieu QGP (collisions A–A) ? – L'enjeu ici est de définir une normalisation correcte afin de hiérarchiser les productions allant du système de référence pp aux collisions A–A les plus centrales. Pour répondre à cette problématique, il est fréquent de normaliser le taux de production par le nombre moyen de nucléons participant à la collision, $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Ce nombre est égal à 2 dans les collisions pp élémentaires

et varie avec la centralité pour les collisions A–A (modèle de Glauber). La mesure du renforcement pour une espèce de hadron étrange h peut alors s'exprimer comme :

$$E(h) = \frac{dN/dy(h)^{AA}}{N_{\text{evt}}^{AA} \langle N_{\text{part}} \rangle^{AA}} \times \frac{\langle N_{\text{part}} \rangle^{pp} N_{\text{evt}}^{pp}}{dN/dy(h)^{pp}} \quad (\text{I.11})$$

I.D-2 Transition : signature équivoque des quarks étranges

L'expérience NA57 a mené au SPS les études concernant le renforcement d'étrangeté. De même, l'expérience STAR a poursuivi l'analyse auprès du RHIC. Les résultats expérimentaux obtenus par NA57 [Bru07] et STAR [STA08] sont montrés sur les figures I.14 et I.15. Les résultats concernent différentes énergies de collisions : Pb–Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8,8$ et $17,3$ GeV ; Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV.

Un premier regard sur les résultats expérimentaux indique que les grandes tendances escomptées sont présentes : pour un $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ donné, on note un renforcement croissant avec la centralité et s'échelonnant suivant le nombre d'étrangeté de l'hypéron. Cependant, au-delà de ces premiers constats, les résultats trahissent une situation plus complexe que ne l'envisageait la proposition initiale.

I.D-2.i Dépendance en $\sqrt{s_{\text{NN}}}$, du SPS au RHIC

En comparant les résultats du SPS et du RHIC sur la Fig. I.15, on remarque que la hiérarchie du renforcement pour Λ , Ξ^+ et Ω reste similaire en passant de $17,3$ GeV à 200 GeV, et ce, malgré le facteur $11,6$ d'écart entre les deux $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ [Hip04]. (Cela ne peut être attribué à la différence de système, les noyaux de plomb étant proches en taille et en forme des noyaux d'or.) Dans cette même lignée, on peut remarquer que le passage de $8,8$ à $17,3$ GeV voit même, pour les collisions les plus centrales, une atténuation du renforcement (cas des Ξ^- et des Λ , par exemple, sur Fig. I.14).

Cette tendance peut s'expliquer par ce que l'on nomme la *Suppression canonique*, explication avancée à l'origine dans les références [HRT00, RT02]. Dans le cadre des descriptions statistiques des systèmes à l'équilibre, il est possible d'appliquer les formalismes *Canonique (C)* ou *Grand Canonique (GC)*. Le premier ensemble est adapté aux systèmes de petite envergure, du type des collisions pp, alors que le second s'attache aux systèmes très peuplés et de grand volume, comme une phase déconfinée à l'équilibre dans les collisions A–A. La nuance entre les deux ensembles repose sur la conservation des nombres quantiques.

Dans l'ensemble Grand Canonique : la conservation des nombres quantiques ne doit être maintenue qu'en moyenne. Il devient possible de créer un

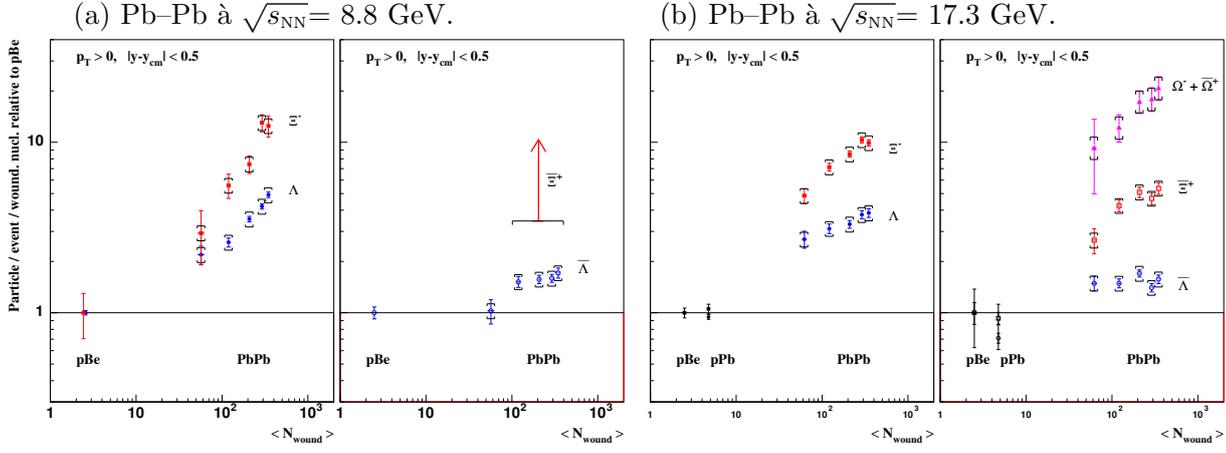


FIGURE I.14 – Reinforcement d'étrangeté mesuré dans l'expérience NA57 au SPS, en fonction du nombre de participants, $\langle N_{part} \rangle$. Le renforcement est montré pour deux énergies de collisions Pb-Pb [Bru07].

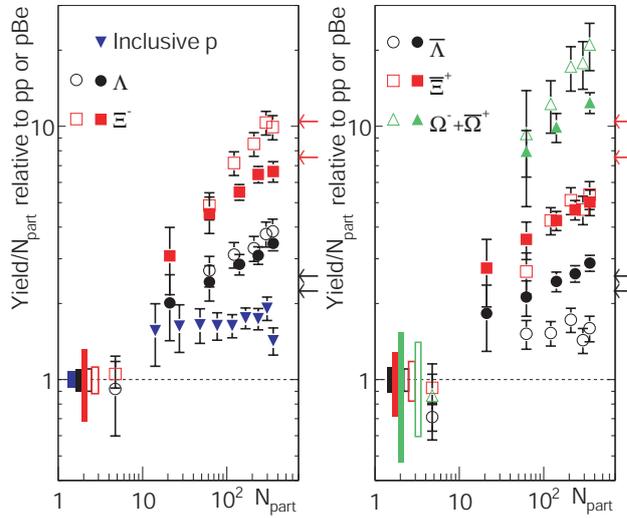


FIGURE I.15 – Reinforcement d'étrangeté en fonction de $\langle N_{part} \rangle$ [STA08]. Le renforcement est montré pour l'expérience STAR à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les collisions Au-Au (symboles pleins) et est comparé aux données Pb-Pb de NA57 à 17,3 GeV [Bru07] (symboles vides).

Ω^- sans avoir à créer à sa proximité immédiate un partenaire contenant les trois anti-quarks \bar{s} . Le système intervient comme un réservoir à même de prendre le relais et gérer *en volume* les conservations nécessaires.

Dans l'ensemble Canonique : la conservation est stricte et s'applique de manière explicite à chaque nouvelle création de particules. Cela impose des restrictions en énergie mais également en terme d'espace des phases.

Le renforcement en A–A ne serait alors qu'une suppression qui s'estompe. Petit à petit, au fur et à mesure que le volume et/ou la densité du système augmente, soit avec l'augmentation de la centralité et/ou de $\sqrt{s_{NN}}$. La physique qui change serait alors la physique de la référence (le dénominateur pp de (I.11)). Aux énergies du SPS, comparativement aux énergies du RHIC, il y aurait ainsi une suppression plus forte.

De manière concrète, la suppression canonique permet effectivement de reproduire la tendance observée entre les différentes énergies mais cette explication ne couvre pas tous les aspects du problème...

I.D-2.ii Dépendance en centralité, volume de corrélation

À une énergie donnée, le modèle de suppression canonique ne parvient pas à reproduire la dépendance en centralité. Le modèle prédit une saturation de renforcement : un plateau doit apparaître pour les collisions les plus centrales. Or ce n'est pas ce qui est observé sur les Fig. I.14 et I.15. Il y a quelque chose de plus.

Un certain nombre d'experts du sujet [Ant04, Cai05, BM09] s'accorde à dire que le nœud du problème est le *volume de corrélation*. Jusqu'ici, au travers de la normalisation en $\langle N_{part} \rangle$, l'hypothèse qui est faite est celle d'une production qui évolue linéairement avec le recouvrement initial des ions (considérations purement géométriques). Or, selon toute vraisemblance, cette hypothèse est trop simple. Rien ne garantit en effet l'homogénéité en terme de densité d'énergie pour la zone de recouvrement qui constitue le volume primitif de la boule de feu. C'est dans cet esprit qu'a été proposée par R. Stock l'idée de la superposition *core/corona* [BM08, BM09]. Le système créé par la collision peut être décomposé suivant deux régions :

- *le cœur* de la région d'interaction, zone thermalisée dans laquelle la densité d'énergie est élevée, c'est le lieu où le QGP peut prendre forme
- *la couronne* définissant le pourtour du système, zone qui n'est le siège que de collisions purement hadroniques de type pp.

Cette notion *core/corona* invalidant la loi d'échelle allant simplement avec $\langle N_{part} \rangle$ est confortée par des résultats récents de STAR obtenus à

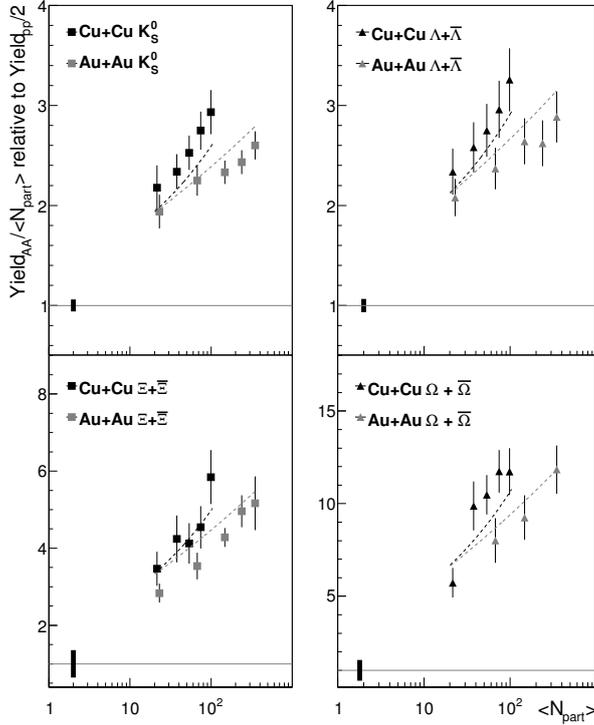


FIGURE I.16 – Renforcement de l'étrangeté dans l'expérience STAR au RHIC, en fonction de $\langle N_{part} \rangle$. Le renforcement est montré à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les collisions Au–Au et Cu–Cu [STA12].

partir des données Cu–Cu à 200 GeV. Pour un même $\langle N_{part} \rangle$ donné, il est observé sur la Fig. I.16 que le renforcement d'étrangeté en Cu–Cu n'est pas identique à celui relevé en Au–Au mais demeure systématiquement supérieur à ce dernier. Et ce, quel que soit le hadron étrange considéré : K_S^0 , Λ , Ξ ou Ω . Cette tendance assez claire indique que le cœur occupe vraisemblablement un poids plus important par rapport à la couronne dans le système formé par le $^{64}_{29}\text{Cu}$, plus compact en comparaison de $^{208}_{82}\text{Pb}$ ou de $^{197}_{79}\text{Au}$.

I.D-3 Quarks étranges dans le contexte des collisions pp

Les paragraphes précédents s'attardaient sur la question du volume de corrélation de l'étrangeté, à la fois fonction de l'énergie de collisions mais aussi du système A–A de départ. Dans ce même ordre d'idée, il est nécessaire de porter une attention particulière au système proton-proton : la physique A–A exige en soi une étude pp, car dans l'analyse des collisions pp se joue une part cruciale de la compréhension des choses.

L'occasion nous sera donnée par la suite de revenir sur l'intérêt de la physique de l'étrangeté dans le contexte des collisions pp (voir section III.A). En attendant, il faut insister ici sur le seul aspect général : comprendre le point de référence pp à partir duquel on poursuit, par comparaison, une compréhension de la physique A–A. L'importance de cet impératif pp sera illustré par trois citations.

Début 2011, le réseau de théoriciens MCnet a rédigé une revue de 226 pages des générateurs Monte Carlo (SHERPA, HERWIG++, PYTHIA 8, ...), *General-purpose event generators for LHC physics* [BBG⁺11], faisant ainsi un tour d'horizon de toutes la physique envisagée dans les collisions pp (MPI, soft, UE, NLO, ...). Page 98, on peut lire :

« For a more refined description of hadronic final states, at the level demanded nowadays from event generators, the basic cluster model described above requires some adjustments. The sharp transition from perturbative to non-perturbative physics at the cut-off scale tends to over-suppress heavy states such as multiply-strange (e.g. Ω) and charmed baryons. »

En 2007, avant le démarrage du LHC, les théoriciens attelés à la physique des ions lourds ont tenté de rassembler leurs dernières prédictions avant la prise de données. Le résultat est livré dans une revue intitulée *Heavy-Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions* [A⁺07]. Dans le paragraphe 3.2, les auteurs travaillant sur le modèle HIJING/ $B\bar{B}$, V. Topor Pop, J. Barrette, C. Gale, S. Jeon et M. Gyulassy, soulignent à propos des baryons étranges : « Our results indicate the importance of a good description of the baseline elementary pp collisions at [5.52 TeV]. »

Avant cela, en 2000 déjà, à la suite des expériences au SPS et à l'aube de la prise de données au RHIC, H. Satz faisait une présentation de revue sur les recherches dédiées au QGP à la conférence Lattice 2000. Dans la section 5 de l'acte associé [Sat01], on peut lire :

« Looking back to the beginning of the search, we note a definite progress in method : it is now clear how a systematic investigation must be carried out. Whatever probe is to be used, it must first be gauged in the absence of bulk matter, i.e., in pp and/or $p\bar{p}$ collisions. [...] When all these tests clearly define the conventional behaviour of the probe, we can start to look for an onset of anomalous behaviour.

« A great present challenge, for theory as well as for experiment, is thus to define a normal form for strangeness production and transverse momentum behaviour ; such a reference is a prerequisite in the search for unconventional signs. What can these results and conclusions teach us for RHIC and LHC studies ? First and foremost, I believe, they indicate that – barring the unexpected – higher collision energies are no substitute for a systematic study. As we have seen, strangeness enhancement and p_T -broadening occur in pp, $p\bar{p}$ collisions precisely at high energy. It is therefore necessary to study pp and p–A collisions here as well, both in experiment and theory, before drawing any conclusions. If a given probe is not calibrated, it cannot provide convincing results. »

– Chapitre II –

L'expérience ALICE : collaborateurs et détecteur, reconstruction et programmation

[A big drawing of a rectangle] Only technical details are missing.

Wolfgang Pauli

(Version 1.3)

Contenu

II.A	Complexe du CERN et projet LHC	36
II.A-1	Le CERN	36
II.A-1.i	Présentation de l'Organisation	36
II.A-1.ii	Les missions du CERN et l'aspect international	38
II.A-2	Le projet LHC : accélérateur et expériences	39
II.A-2.i	L'accélérateur	39
II.A-2.ii	Les 2 + 2 + 2 expériences auprès du LHC	41
II.A-2.iii	Prise de données au LHC de fin 2009 à fin 2012	42
II.B	ALICE, de la collaboration à l'analyse	44
II.B-1	La collaboration ALICE dans son ensemble	44
II.B-2	Le détecteur ALICE	46
II.B-2.i	Vue d'ensemble du détecteur ALICE	46
II.B-2.ii	Inner Tracking System, ITS et SPD, SDD, SSD	48

II.B-2.iii	Time Projection Chamber, TPC	50
II.B-2.iv	Détecteur VZERO	52
II.B-2.v	Caractéristiques majeures de la partie centrale : seuil de détection et identification de particules.....	52
II.B-3	La reconstruction d'événement	55
II.B-3.i	Reconstruction du vertex primaire	55
II.B-3.ii	Reconstruction des traces	56
II.B-3.iii	Performances et spécificités de la reconstruction.....	57
II.B-4	Une identification de particule, le PID de la TPC	59
II.B-5	L'environnement Offline d'ALICE	62
II.B-5.i	AliRoot, particularisation de ROOT pour ALICE...	62
II.B-5.ii	Calcul distribué : grille de calcul	63
II.B-5.iii	Données ALICE et formats : RAW, ESD, AOD	64
II.B-5.iv	Données réelles et Monte Carlo	65

L'objet de ce chapitre est de présenter le contexte de thèse dans ses aspects "organisationnels" et techniques. Il va s'agir dans un premier temps de passer du cadre général au contexte rapproché, soit glisser de l'organisation qu'est le CERN à la collaboration ALICE, en passant par le projet LHC. De là, le contexte plus immédiat d'ALICE sera présenté, en insistant sur deux points : ALICE en tant que collaboration, ALICE en tant que dispositif expérimental. On pourra alors rebondir sur la reconstruction des collisions et les outils de traitement hors-ligne (*Offline*) mis en place pour l'exploitation des données.

II.A Le complexe du CERN et le projet LHC

II.A-1 Le CERN

II.A-1.i Présentation de l'Organisation

Le CERN est une organisation de recherche civile consacrée à la physique des hautes énergies (HEP). Elle est située à la frontière franco-suisse, dans la proche banlieue de Genève, sur la commune suisse de Meyrin. La figure II.1 donne un aperçu des deux principaux sites de l'organisation et de leur situation géographique.

L'institution en soi mérite que l'on s'y attarde quelques lignes. – Le CERN est une institution suffisamment connue pour que son nom ait un



FIGURE II.1 – Vue aérienne du CERN. On peut voir le site principal basé à Meyrin (M), le site secondaire basé à Prévessin (P) ainsi que l'emplacement des expériences ATLAS (point 1), ALICE (point 2) et LHCb (point 8). Les deux anneaux souterrains du SPS et du LHC sont matérialisés ici par les cercles jaune et beige, respectivement.

certain écho auprès du grand public et, de surcroît, fournisse matière assez inédite aux magistrats [JBWS00, Joh09] ... Le CERN à lui seul draine près de la moitié de la communauté HEP dans le monde (soit, environ 10 000 personnes), ce qui fait de l'institut un pôle incontournable en la matière. Pour autant, on ne peut affirmer que la physique des hautes énergies se résume à ce seul centre ; une telle déclaration serait erronée, et ce, à plus d'un titre. Il est sans doute plus juste, en revanche, d'y voir une institution qui à la fois acquiert et façonne certains traits propres au domaine de recherche. L'institution apparaît de fait comme un bon point d'entrée pour appréhender le quotidien – assez spécifique – de la physique des particules.

Pour illustrer cela, deux articles peuvent être ici mis en avant : [Sch04] et [Mer10].

Le premier résume en peu de lignes les caractéristiques principales du CERN. On y retrouve trois aspects majeurs : 1) un lieu de recherche où

science fondamentale confine aux performances technologiques ; 2) un rapport entre l'organisation et les laboratoires partenaires décliné sous un mode particulier : “l'infrastructure, au CERN et l'exploitation scientifique, aux instituts partenaires fédérés en collaborations” ; 3) les collaborations qui se construisent au gré des contributions des groupes associés, chacun intervenant à hauteur de ses capacités financières et humaines, sur la base d'un intérêt scientifique.

Le second article aborde le CERN sous l'angle de sa sociologie. En prenant les témoignages de différents sociologues¹ ou, plus directement, de physiciens de l'institution, l'article évoque la structure en collaborations et ses conséquences pratiques. Conséquences sur le fonctionnement, sur la production scientifique, sur le rapport entre le collectif et la personne, à l'heure où les collaborations ont sans doute atteint les limites de ce que l'on peut concevoir en terme de population.

II.A-1.ii Les missions du CERN et l'aspect international

En termes d'objectifs, le CERN se donne quatre missions principales : une mission de recherche, de technologie, de collaboration et d'éducation. Ces missions restent dans la ligne définie il y a de cela 58 ans, dans l'Article II de la Convention fondatrice du CERN [CERd]. C'est ce que l'on retrouve par ailleurs en filigrane à la lecture des divers témoignages et tribunes répertoriés sur [CERf] et [CERg].

Il faut peut-être insister ici sur l'articulation “gigogne” entre ces missions : si les missions de recherche et de développement technologique sont les missions-phares, les deux autres missions n'en restent pas moins les deux missions-socles. C'est parce qu'il y a un devoir de formation et cette obligation de coopération et d'échange entre les groupes que le CERN peut répondre à ses deux missions naturelles. Le succès de la recherche fondamentale entreprise ici dépend de la faculté à franchir les limites technologiques en vue de l'expérimentation et cette faculté dépend elle-même de la collaboration instaurée.

À ce stade, il est bon de rappeler la coloration internationale de ces collaborations. C'est un aspect majeur de l'organisation. En effet, dès sa création en 1953, le CERN fut fondé sur une base européenne. Dans l'article [DR08], François de Rose évoque la création du CERN ; il y offre son témoignage en tant que diplomate français ayant présidé les débats relatifs à la naissance de l'institution. De Rose évoque ses discussions avec Robert Oppenheimer, comment ce dernier lui a suggéré l'idée même de ce qui deviendra le CERN : un institut européen de physique fondamentale, favorisant

1. À noter la collaboration dédiée à l'étude de l'épistémologie au LHC [Bor11].

la collaboration entre les nations du vieux continent. Au fil des lignes, on mesure le rôle important des États-Unis dans l'entreprise, on découvre combien la mutualisation des moyens n'était pas une évidence dans le contexte de l'après-guerre et comment les réticences initiales se sont estompées au cours des discussions.

Ces tractations débouchent en juillet 1953 sur la convention du CERN, ratifiée par 12 états fondateurs : la Belgique, le Danemark, la France, la Grèce, l'Italie, la Norvège, les Pays-Bas, la République Fédérale d'Allemagne, le Royaume Uni, la Suède, la Suisse et la Yougoslavie.

Aujourd'hui, vingt États européens sont membres permanents du CERN. Mais au-delà de ce socle, l'organisation dépasse désormais le seul continent européen : elle voit également la participation de parties non-membres - États ou institutions - qui ont le statut d'*observateurs*. La Commission européenne, l'Inde, Israël, le Japon, la Fédération de Russie, la Turquie, l'UNESCO et les États-Unis d'Amérique ont par exemple ce statut.

II.A-2 Le projet LHC : accélérateur et expériences

Aujourd'hui, le CERN se définit principalement autour du projet LHC, le *Large Hadron Collider*. Bien que le centre de recherche ne se résume pas exclusivement à cela, il en constitue une part cruciale.

II.A-2.i L'accélérateur

Le projet LHC [EB08] est un projet dont les premières idées remontent au début des années 1980. En décembre 1994, le conseil du CERN approuve le projet. Il s'articule autour d'un complexe d'accélérateurs, pour partie préexistants, mais dont l'enchaînement débouche sur la nouvelle machine à proprement parler, le LHC (voir Fig. II.2 et pour rappel de caractéristiques techniques, le tableau I.3 du Chap. I).

Les lignes qui vont suivre présenteront l'accélérateur succinctement. Elles ne visent en fait qu'à une chose : suggérer combien le LHC est une performance technologique majeure. Et c'est sans doute au travers de quelques chiffres que l'on peut prendre la mesure de la machine et de sa complexité [CERa].

Le LHC, à proprement parler, est un anneau double - deux anneaux, un par faisceau, mais imbriqués dans une même structure - long de 26 659 m, sur lequel se répartissent 9593 aimants, dont 6628 opérant à température supraconductrice. Ces derniers forment une masse de l'ordre de 31 000 tonnes, qui doit être pré-refroidie à 80 K par 10 080 tonnes d'azote liquide puis remplie par environ 90 tonnes ($\approx 700\,000$ L) d'hélium superfluide à 1.9 K.

Les aimants du LHC sont isolés thermiquement de leur environnement par un volume d'ultra-vide, soit environ 9000 m^3 à placer sous 10^{-13} atm.

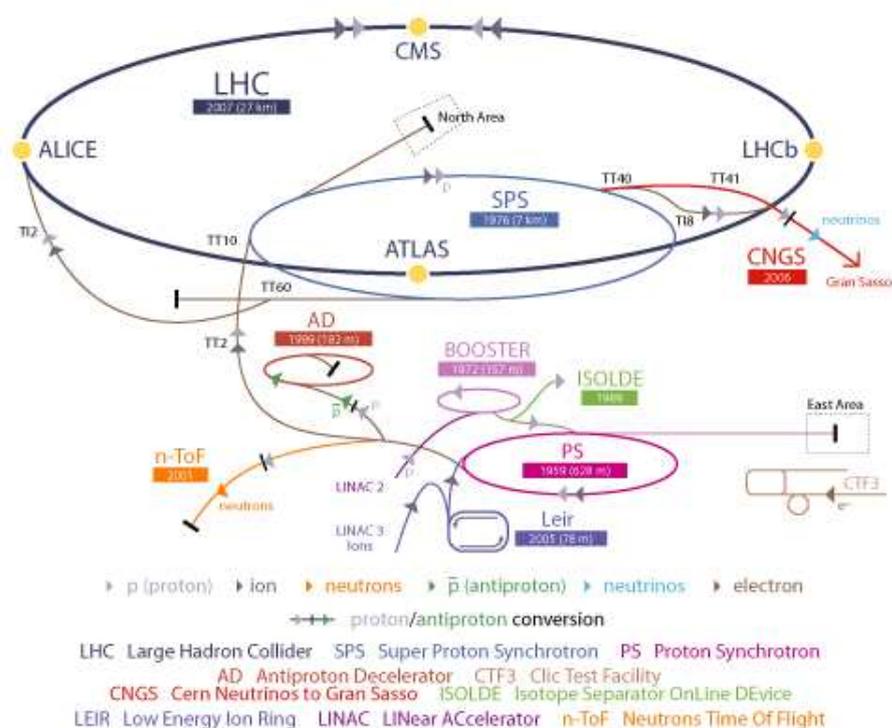


FIGURE II.2 – Vue de l'ensemble du complexe d'accélération du CERN. La chaîne exploitée en partie par le projet LHC démarre par l'un des LINAC, passe par le Booster (1.4 GeV) ou le LEIR (72 MeV/u) - selon qu'il s'agisse d'accélérer des protons ou des ions - puis le PS (25 GeV ou 5.9 GeV/u) et le SPS (450 GeV ou 177 GeV/u) avant d'atteindre le LHC lui-même (≤ 7 TeV ou 2.76 TeV/u) [CERc, CERa].

On retrouve ce même niveau de vide à l'intérieur des deux tubes à vide dans lesquels circulent les deux faisceaux.

Les faisceaux sont le plus souvent² constitués de protons, amenés à une énergie maximale de 7 TeV. (Pour un proton à une telle énergie, une révolution du LHC prend $1/11\,245^e$ de seconde.) Le diamètre transverse du faisceau peut être ramené à une cinquantaine de μm aux points d'interaction. Chaque faisceau est en fait divisé en 2808 paquets; chaque paquet, composé d'environ $1,15 \cdot 10^{11}$ protons. Au final, c'est 362 MJ qui sont stockés dans chaque faisceau de protons au LHC.

Pour reprendre ces chiffres sous un angle différent, on peut dire que le LHC est une machine qui opère à une température plus froide que l'espace intersidéral (rayonnement cosmologique diffus à 2.7 K), ce qui concerne une

2. Il faut également considérer le cas des ions lourds, comme les noyaux de Plomb à une énergie de 2.76 TeV par nucléon.

masse à refroidir équivalente à plus 800 camions semi-remorques. Le tout à proximité de volumes de vide qui, cumulés, correspondent au volume d'une nef de cathédrale, amené à une pression dix fois plus faible que la pression lunaire. Le tout fait pour manipuler des particules ultra-relativistes stockées dans un faisceau dont le diamètre peut atteindre l'épaisseur d'un cheveu et dont l'équivalent en énergie est celui d'un TGV de 400 t lancé à 150 km/h ...

En dernier lieu, il faut enfin considérer que les faisceaux se croisent en différents points de l'accélérateur pour donner lieu à quelque 600 millions d'interactions par seconde. Ce qui nous amène aux expériences du LHC ...

II.A-2.ii Les 2 + 2 + 2 expériences auprès du LHC

Le LHC dessert six expériences d'envergures différentes mais toutes basées sur des collaborations internationales. Quelques caractéristiques de ces expériences sont résumées sur le tableau II.1.

Expérience	ATLAS	CMS	ALICE	LHCb	TOTEM	LHCf
Participants	3097	3242	1398	734	66	15
Budget (M€)	335	310	71	47	4	-
part CERN (%)	14	20	16	20	30	0
Longueur (m)	46	21	26	21	440	0.30
Largeur (m)	25	15	16	13	5	0.10
Hauteur (m)	25	16	15	10	5	0.10
Poids (tonnes)	7000	12500	10000	5600	20	0.040

TABLE II.1 – Quelques caractéristiques des expériences du LHC [CERa, CERb]. Les chiffres concernant le nombre de participants datent du 27 juillet 2011.

Les deux plus grandes expériences – les plus grandes en termes de collaborateurs – sont ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid). Ce sont deux expériences polyvalentes, indépendantes mais orientées vers les mêmes thèmes de physique, soit avant tout la recherche du boson de Higgs et les problématiques au-delà du modèle standard (Supersymétrie notamment).

Les deux expériences de taille moyenne sont ALICE (A Large Ion Collider Experiment) et LHCb (Large Hadron Collider beauty). Ces deux expériences sont plus spécialisées. En effet, ALICE est d'abord consacrée au thème du plasma de quarks et de gluons, avec notamment les collisions A-A ; LHCb, à la dissymétrie matière-antimatière avec les collisions pp.

Les deux dernières expériences, plus simples technologiquement, sont TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross section Measurement) et LHCf (Large Hadron Collider forward). Elles centrent leurs intérêts sur les particules émises aux petits angles, au plus proche des faisceaux. TOTEM vise à mesurer la taille des protons et évaluer précisément la luminosité du LHC. LHCf souhaite étudier en laboratoire la physique des rayons cosmiques.

Les détecteurs ATLAS, ALICE, CMS et LHCb sont installés à l'intérieur de quatre cavernes situées sur l'anneau du LHC (voir Fig. II.3). Les détecteurs de l'expérience TOTEM sont placés le long de l'anneau près du détecteur CMS, et ceux de l'expérience LHCf, à 140 m du détecteur ATLAS.

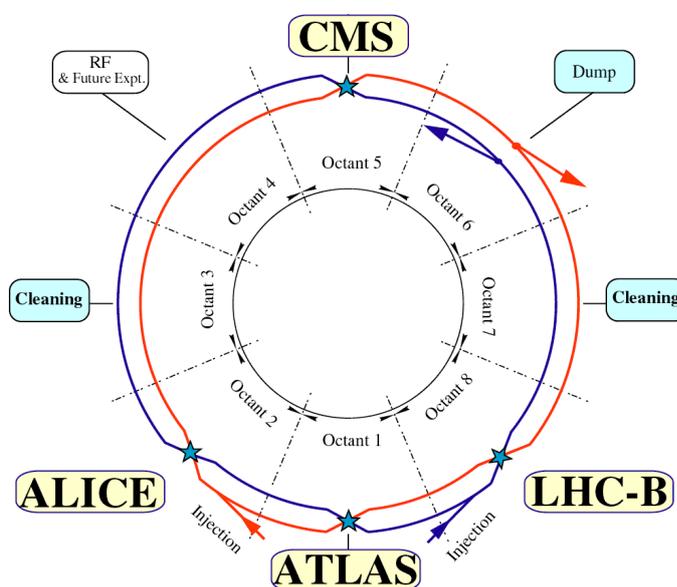


FIGURE II.3 – Découpe du LHC en octants et position des expériences [CERc].

II.A-2.iii Prise de données au LHC de fin 2009 à fin 2012

Le premier démarrage du LHC a eu lieu le 10 septembre 2008 : à 10h28, un faisceau de protons exécuta pour la première fois une révolution complète de l'accélérateur [CER08c]. Malheureusement, la mise en service qui s'en est suivie a été interrompue quelques jours plus tard, le 19 septembre. Une mauvaise jonction électrique entre deux aimants du secteur 34 a fondu sous le passage d'un fort courant, donnant lieu à une libération d'hélium superfluide dans le tunnel de l'accélérateur [CER08a, CER08b]. Cet incident, qui participe des difficultés attendues de mise en fonctionnement, a induit un retard de 14 mois sur l'exploitation de la machine. Au-delà de la réparation immédiate, cette période d'arrêt a surtout été exploitée pour des vérifications et des mises à niveau systématiques de tous les éléments susceptibles d'être

concernés. Ce n'est en fait que le 23 novembre 2009 que le LHC a produit ses premières collisions [CER09b].

Depuis lors, la machine est restée en exploitation quasi continue, montant régulièrement en puissance et s'acheminant graduellement vers ses performances nominales. Le tableau II.2 donne une vue générale des différentes périodes d'acquisition de données, passées et à venir (fin 2009 - fin 2012). Comme on peut le constater ici, le mode d'opération du LHC diffère de la stratégie usuelle d'exploitation³ : le déroulement annuel donnant une prise de données suivie d'un arrêt de plusieurs mois a été abandonné pour une prise de données longue, à cheval sur plusieurs années, entrecoupée par des arrêts courts (1-2 mois) et suivie par un arrêt long (18 mois). Ce choix est, pour l'essentiel, guidé par le régime supraconducteur des aimants du LHC : leur maintenance exige un retour à température ambiante, le cycle de réchauffement-refroidissement entre 1.9 K et 300 K nécessite deux mois à lui seul.

<i>Année</i>	<i>Collisions</i>	$\sqrt{s_{NN}}$	<i>Dates</i>
2009	pp	900 GeV	23 nov. - 14 déc. 2009
	pp	2.36 TeV	14 + 16 déc. 2009
2010	pp	7 TeV	30 mars - 04 nov. 2010
	pp	900 GeV	2-3 mai + 27 mai 2010
	Pb-Pb	2.76 TeV	08 nov. - 06 déc. 2010
2011	pp	7 TeV	21 fév. - nov. 2011
	pp	2.76 TeV	25 - 28 mars 2011
	Pb-Pb	2.76 TeV	novembre 2011
2012	pp	8 TeV	–
	p-Pb et/ou Pb-p?	–	novembre 2012

TABLE II.2 – Synopsis de la prise de données au LHC, accomplie sur les années 2009-2011 [CERe] et en prévision pour fin 2011 et 2012 [CER11].

Il est à noter que les expériences ATLAS et CMS ont également un programme de recherche dédié à la physique des ions lourds. (On pourra se référer au *Technical Design Report* de CMS [CMS07] et à la lettre d'intention d'ATLAS [ATL04] sur ce sujet.) En conséquence, ces expériences prennent au même titre qu'ALICE des données dans les phases A–A d'exploitation du LHC.

3. La stratégie d'exploitation de la machine est généralement débattue chaque année lors des “workshops de Chamonix” [CER09a, CER10, CER11].

II.B ALICE, de la collaboration à l'analyse

Parmi l'ensemble des collaborations basées au CERN, nous allons ici nous attarder sur la collaboration ALICE. Comme annoncé plus haut, *A.L.I.C.E.* est l'acronyme pour *A Large Ion Collider Experiment*. Afin de donner une brève présentation de l'expérience, on peut dire qu'il s'agit de l'expérience initialement conçue pour étudier dans les meilleures conditions les collisions d'ions dits lourds ($Z > 6$: C, O, Cu ... et surtout Pb) auprès du LHC ; par là, l'expérience se veut essentiellement dédiée à l'étude du "diagramme de phase de la matière nucléaire dense et chaude". Nous avons déjà évoqué précédemment la portée physique de l'expérience (voir chapitre I). Ici, il s'agit avant tout de donner une autre perspective sur l'expérience et glisser progressivement de la collaboration vers les outils de l'analyse.

II.B-1 La collaboration ALICE dans son ensemble

En avril 2011, la collaboration ALICE compte quelque 1400 membres, venant de 116 instituts différents, répartis sur plus de 33 pays⁴ [CERb]. Les chercheurs viennent majoritairement d'Europe, mais également d'Asie (Chine, Corée, Japon, ...), d'Amérique (USA, Mexique, Brésil, ...), ...

Sur un plan scientifique et technique concret, la collaboration repose sur trois appuis, la coordination de la physique de l'expérience, la coordination technique en charge du détecteur et la coordination informatique liée à l'acquisition et l'analyse de données. De manière générale, la physique d'ALICE est coordonnée par un *Physics Board (PB)* puis répartie, à l'heure actuelle, sur quatre groupes de physique (*Physics Working Groups, PWG*). Les PWG sont les environnements directs de travail de la plupart des collaborateurs. Le tableau II.3 donne la répartition de ces groupes selon leur thématique générale.

<i>Physics Board</i>		TABLE II.3 – Organisation de la physique d'ALICE [ALIB].
PWG1	<i>Detector & Performances</i>	
PWG2	<i>Soft Physics</i>	
PWG3	<i>Heavy Flavor</i>	
PWG4	<i>High pt and Photons</i>	

En parallèle de cette hiérarchie scientifique, il existe un autre versant de

4. Il faut avant tout retenir de ces chiffres un ordre de grandeur. La collaboration étant en perpétuelle évolution, le nombre exact de membres fluctue et se répartit différemment selon la période considérée.

l'organisation en collaboration, tout aussi nécessaire. Une collaboration de 1400 membres demande une gestion à part entière et ne peut véritablement fonctionner sans une composante "management" structurée. Cela peut paraître assez singulier en soi de retrouver dans la physique les différents éléments habituels des organisations ou groupes internationaux.

La coordination de la collaboration elle-même [ALIA] suit pour ALICE une logique et une séparation des fonctions que l'on retrouve de plus en plus en physique des hautes énergies :

Collaboration Board (CB) : assemblée législative en quelque sorte, dans laquelle chaque institut partenaire est représenté.

Management Board (MB) : corps exécutif ou opérationnel de la collaboration, incarné par le porte-parole de l'expérience et une équipe restreinte de personnes. Le MB est véritablement le cœur structurel de la collaboration, en lien avec tous les autres organes.

Financial Board (FB) : organe en charge des finances de la collaboration, avec au moins un représentant par pays membre.

Editorial Board (EB) : sans doute le conseil le plus intrigant *a priori* mais dont on mesure assez rapidement la nécessité, du simple fait que les activités d'ALICE sont des activités de recherche : une collaboration scientifique de grande échelle appelle logiquement un conseil dédié à la gestion de ses propres résultats de recherche. L'EB doit gérer et en dernier lieu décider de tout ce qui concerne l'approbation et la communication des résultats ALICE vers l'extérieur de la collaboration. Un de ses rôles est d'assurer la qualité des résultats ALICE. Il s'occupe avant tout de « l'écrit » et lit, critique, valide les actes de conférence et les articles, qui sont publiés *au nom de* la collaboration. L'EB est en fait suppléé pour la partie « oral » par le *Conference Committee (CC)*, qui doit proposer des orateurs pour les différentes conférences en HEP, superviser les *abstracts*, revoir les transparents avant présentation...

L'organisation scientifique et le management définissent les deux grands piliers structurels de la collaboration, les deux étant par ailleurs intimement liés. C'est dans ce contexte humain que vient s'insérer tout travail de recherche au sein de la collaboration ALICE. Naturellement, le quotidien diffère selon les responsabilités et les fonctions occupées : un jeune chercheur n'est pas exposé au même contexte immédiat qu'un chef de groupe et réciproquement. Un doctorant dans la collaboration ALICE, par exemple, interagit logiquement sur une base plutôt scientifique/technique et est amené à côtoyer les autres membres des PWG, les membres des PB, CC et EB pour discuter (présenter ou examiner) des résultats de recherche.

II.B-2 Le détecteur ALICE

II.B-2.i Vue d'ensemble du détecteur ALICE

Nous allons ici passer brièvement en revue les différents éléments qui constituent le détecteur ALICE. Une description technique détaillée de l'installation expérimentale ALICE incluant les sous-systèmes de détection peut être consultée dans [ALI08]; une présentation historique de la construction du détecteur est donnée dans [FS09].

ALICE compte 17 systèmes de détection, que l'on peut répartir en 2 groupes : le tonneau central autour de la pseudo-rapacité nulle ($|\eta| < 1.0-1.2$), ayant pour objectif la mesure des hadrons, des électrons et photons, et une partie aux rapidités à l'avant comprenant notamment le spectromètre ($-4.0 < \eta < -2.5$), dédié à la détection des muons. Le tableau II.4 donne la liste de ces différents sous-systèmes avec leur principe de détection. La figure II.4 permet, en correspondance, de situer ces éléments dans l'ensemble expérimental. À noter, sur cette même figure, un schéma du repère global indiquant les conventions utilisées dans ALICE ; le référentiel est normalement centré au point nominal de collision des faisceaux.

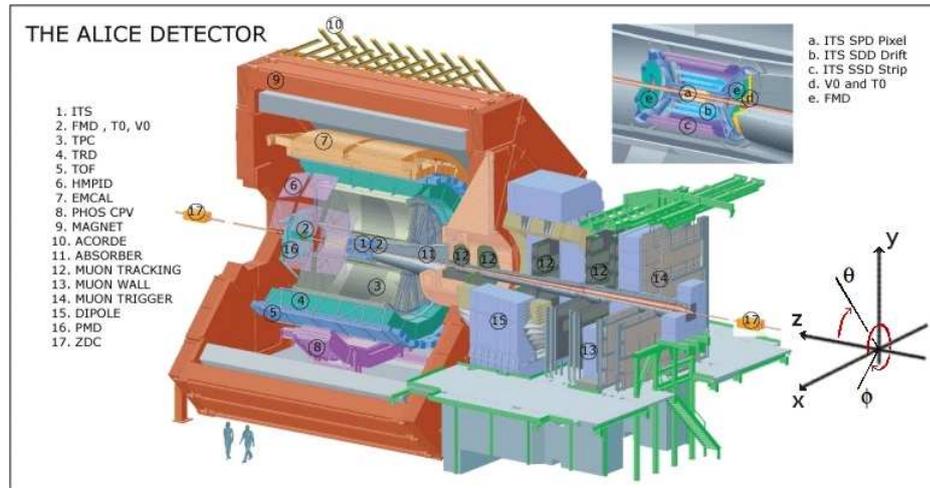


FIGURE II.4 – Vue d'artiste du détecteur ALICE ([AL1b], pages publiques).

Dans les paragraphes suivants, le texte ne s'attardera que sur certains détecteurs de la partie centrale, en charge de la trajectographie et/ou des triggers. Il va s'agir des détecteurs qui ont été utilisés pour les analyses de cette thèse, à savoir l'ITS, la TPC et le VZERO. La présentation de ces détecteurs est pour partie une transcription de [ALI11b].

<i>Id.</i>	<i>Acronyme</i>	<i>Élément de détection / technologie</i>
1.a,b,c	ITS	Inner Tracking system / silicium (pixels, dérive, pistes)
2.d	T0	Time 0 detector / Cerenkov
2.d	VZERO	Vertex 0 detector / scintillateurs
2.e	FMD	Forward Multiplicity Detector / silicium (micro-pistes)
3.	TPC	Time Projection Chamber / chambre à dérive + chambres à fils
4.	TRD	Transition Radiation Detector / radiateur de transition + chambres à fils
5.	TOF	Time-of-Flight / <i>Resistive Plate Chamber</i>
6.	HMPID	High Momentum Particle Identifier / Cerenkov
7.	EMCal	ElectroMagnetic Calorimeter / Pb + scintillateurs
8.	PHOS	PHOton Spectrometer / cristaux scintillants, $PbWO_4$
9.	L3	- / aimant
10.	ACCORDE	ALICE COsmic Ray Detector / scintillateurs
12.	Muon Tracking	- / <i>Cathode Pad Chambers</i>
14.	Muon Trigger	- / <i>Resistive Plate Chamber</i>
15.	Dipôle	- / aimant
16.	PMD	Photon Multiplicity Detector / compteurs proportionnels gazeux
17.	ZDC	Zero Degree Calorimeter / Cu, alliage-W + fibres de quartz

TABLE II.4 – Sous-systèmes ALICE, avec leurs noms et les technologies associées sur lesquelles repose la détection.

II.B-2.ii Inner Tracking System, ITS et SPD, SDD, SSD

Le premier système correspond à six couches cylindriques et concentriques de détecteurs en silicium (Fig. II.5), positionnées à proximité du faisceau, là où une haute granularité est nécessaire (forte densité de traces). Pour des raisons de compromis entre :

- les coûts de production,
- la nécessité de pouvoir identifier des particules suivant leurs pertes d'énergie,
- et le besoin de maintenir un faible taux d'occupation du détecteur au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe du faisceau,

l'ITS exploite trois technologies différentes : deux couches de détecteurs à micro-pistes (*Silicon Strip Detector*, *SSD*), deux de détecteurs à dérive (*Silicon Drift Detector*, *SDD*) et deux de détecteurs à pixels (*Silicon Pixel Detector*, *SPD*).

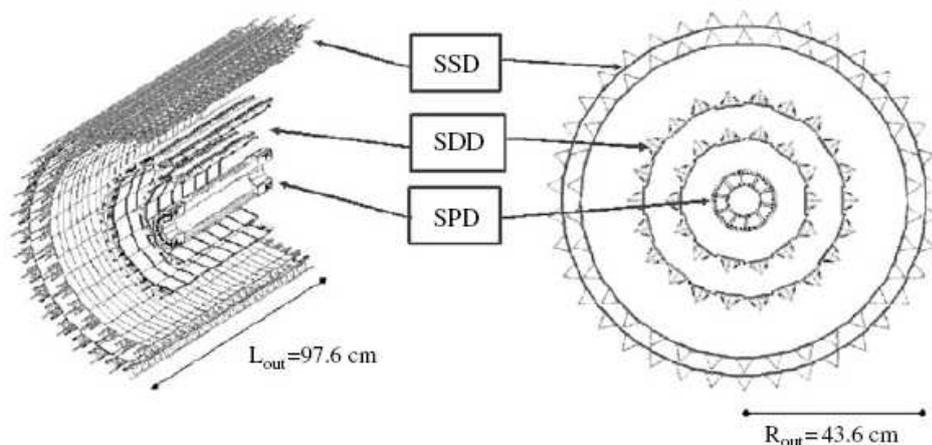


FIGURE II.5 – Schématisation de l'Inner Tracking System de l'expérience ALICE ([ALI04a], p.1606).

Les objectifs essentiels de l'ITS consistent à (voir [ALI04a], section 3.4, page 1599) :

1. assurer une partie du déclenchement rapide de l'acquisition,
2. reconstruire les vertex primaire et secondaires,
3. assurer la trajectographie de particules chargées, de faible impulsion ($< 150 \text{ MeV}/c$),
4. mais également à améliorer la résolution sur l'impulsion transverse pour les particules d'impulsion plus élevée, en mesure d'atteindre les détecteurs plus éloignés du faisceau.

Le détecteur Silicium à pixels (*Silicon Pixel Detector*, SPD) correspond aux deux couches les plus internes de l'ITS. Ces deux couches présentent une granularité élevée pour un total d'environ 9.8 millions de pixels, ayant chacun une taille de $50 \times 425 \mu\text{m}^2$. Elles sont placées à des distances radiales de 3.9 and 7.6 cm et couvrent respectivement $|\eta| < 2.0$ et $|\eta| < 1.4$ en pseudo-rapacité. Ce premier élément de l'ITS fournit une résolution en position de $12 \mu\text{m}$ dans la direction (r, φ) et environ $100 \mu\text{m}$ dans la direction z du faisceau. Il est également capable de délivrer un signal pour le déclenchement au niveau 0 de l'acquisition (*L0 trigger*), en moins de 850 ns.

Les deux couches suivantes de l'ITS sont constituées de détecteurs Silicium à dérive (*Silicon Drift Detector*, SDD), situés à des rayons de 15.0 et 23.9 cm. 260 capteurs composent ces deux couches, incluant 133 000 anodes de collection espacées d'un pas (*pitch*) de $294 \mu\text{m}$. Le SDD donne une mesure du dépôt de charges (dE/dx) et une mesure en position avec une résolution d'environ $35 \mu\text{m}$ dans le plan (r, φ) et environ $25 \mu\text{m}$ dans la direction z [ALI10a].

Le détecteur Silicium à micro-pistes (*Silicon Strip Detector*, SSD) résulte de l'assemblage de 1698 capteurs doubles-faces dont les pistes (2.6 millions) sont séparées de $95 \mu\text{m}$. Les pistes sont orientées différemment sur chaque face pour former un angle stéréoscopique de 35 mrad (limitation du recouvrement des pistes et par conséquent, du nombre de faux *hits*). L'ensemble est réparti sur 2 cylindres localisés à 38 et 43 cm de l'axe du faisceau. Le SSD a pour but de mesurer les dépôts d'énergie (dE/dx) de même que la position avec une résolution spatiale de $20 \mu\text{m}$ en (r, φ) et $800 \mu\text{m}$ en z .

À noter : les modules actifs de l'ITS ont été alignés en utilisant :

- l'information des relevés de positionnement obtenus durant l'assemblage des détecteurs (*survey information*),
- les traces issues des muons cosmiques comme des collisions pp.

Les méthodes correspondantes sont décrites plus en détails dans [ALI10a]. Le pourcentage de canaux opérationnels dans l'ITS pendant la campagne 2009 était de 82% pour le SPD, 91% pour le SDD et 90% pour le SSD. Ces chiffres sont restés les mêmes au cours de l'année 2010 pour le SDD et le SSD. En revanche, 7 % supplémentaires sont perdus pour le SPD, portant la fraction opérationnelle du détecteur à 75 %. Cela est dû à un problème de refroidissement des couches de pixels : le système à refroidissement liquide n'arrive à maintenir la température ambiante que pour les trois quarts du détecteur. Par mesure de précaution, les zones les moins irriguées ont été éteintes, en attendant une réparation définitive, a priori durant la période d'arrêt à l'hiver 2012.

II.B-2.iii *Time Projection Chamber, TPC*

La TPC, détecteur principal d'ALICE (Fig. II.6), a deux objectifs : d'une part, assurer la trajectographie des particules chargées, d'impulsion supérieure à 150 MeV/c, et d'autre part, les identifier via la perte linéique d'énergie par ionisation (Bethe-Bloch) (voir [ALI04a], section 3.5, page 1620).

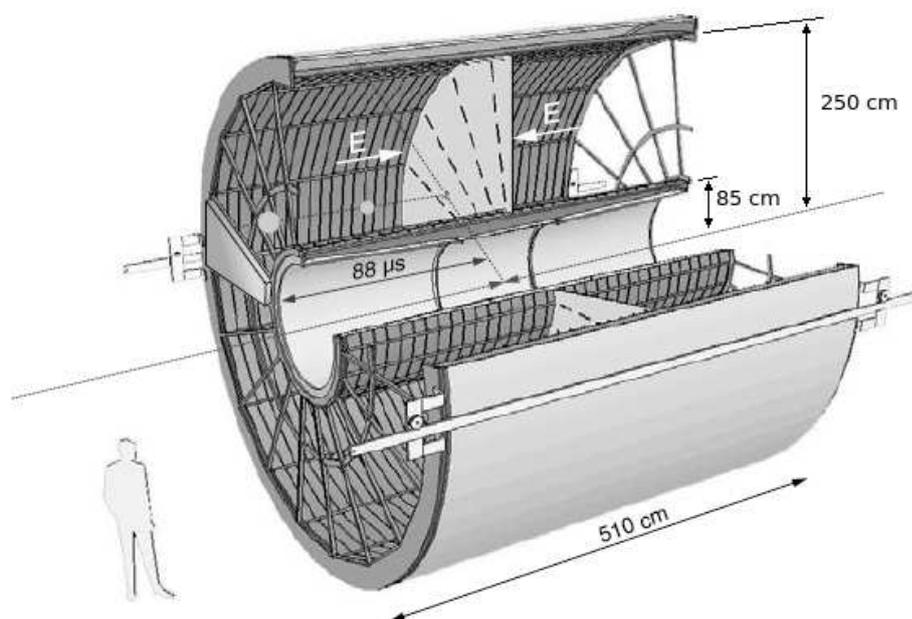


FIGURE II.6 – Schéma de la *Time Projection Chamber* de l'expérience ALICE ([ALI04a], p.1623).

La TPC d'ALICE est un détecteur à dérive de forme cylindrique, avec une couverture azimutale complète (2π) et une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| \leq 0.9$ [ALI10h]. La cage de champ, qui correspond au volume de détection, est remplie avec 90 m³ de Ne/CO₂/N₂ (85.7/9.5/4.8%). Les rayons interne et externe de ce volume actif sont de 85 cm et 247 cm respectivement ; la longueur suivant la direction du faisceau est de 500 cm.

À l'intérieur de la cage, des paires d'ionisation électrons/ions sont produites lorsque des particules chargées traversent le volume actif de part et d'autre de l'électrode centrale, une membrane sur laquelle est imposé un fort potentiel (-100 kV). La présence du champ électrique ainsi créé impose la migration longitudinale de ces électrons secondaires vers les plans de lecture, situés aux extrémités de la TPC, en moins de 94 μ s. Ces plans de lecture fournissent les coordonnées des points d'impact dans le plan transverse, le temps de dérive vient compléter la localisation des points en fournissant la troisième coordonnée, parallèle aux faisceaux. Les plans de lecture sont di-

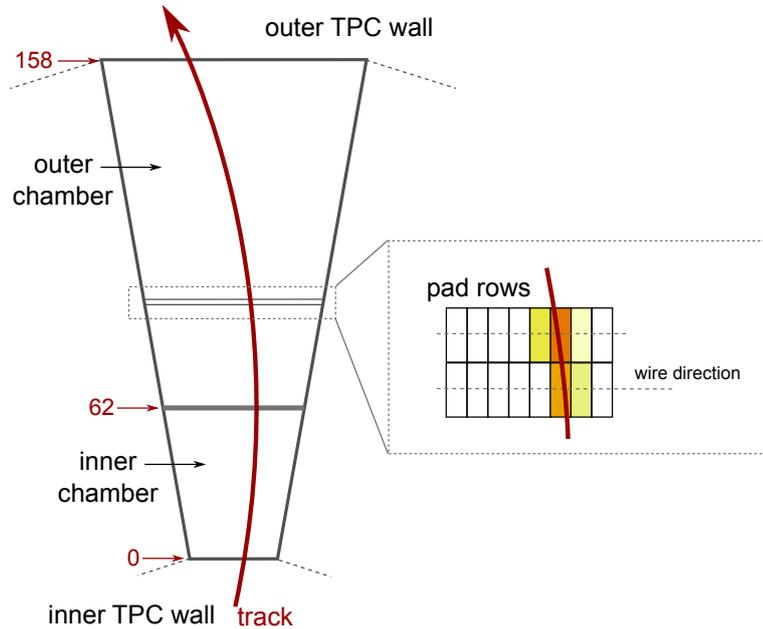


FIGURE II.7 – Passage d’une particule chargée sur un secteur de la TPC. Ici, la particule passe par les 159 lignes de pads (63 dans la chambre de lecture la plus interne et 96, dans la plus externe).

visés en 18 secteurs trapézoïdaux (voir Fig. II.7). Les plans sont équipés de 72 chambres proportionnelles à multi-fils (MWPC), la lecture étant exécutée par les 557, 568 cellules de détection que l’on appellera *pads* par la suite. En raison d’une densité de traces augmentant avec la proximité du faisceau, ces pads sont répartis en différents groupes : des pads de surface plus petite dans la chambre interne – $4 \times 7.5 \text{ mm}^2$ dans le plan transverse – et plus grande dans la chambre externe – $6 \times 10 \text{ mm}^2$ puis $6 \times 15 \text{ mm}^2$.

Les puces de lecture (*ALICE TPC ReadOut*, ALTRO) utilisent des ADC sur 10 bits à un taux d’échantillonnage de 10 MHz, ainsi que des filtres numériques. L’ensemble permet des mesures précises de la position et de la perte linéique d’énergie (dE/dx), avec un gain de l’ordre de 10^4 .

La résolution en position dans le plan (r, φ) varie de $1100 \mu\text{m}$ à $800 \mu\text{m}$ en allant du rayon interne vers le rayon externe. La résolution suivant l’axe du faisceau est comprise entre $1250 \mu\text{m}$ et $1100 \mu\text{m}$.

Sur la période 2009 - 2010, en moyenne, tous les 18 secteurs étaient opérationnels, le pourcentage de canaux morts ou désactivés est limité à 0.1 % de la totalité des canaux en 2009 et 0.45 %, en 2010.

II.B-2.iv Détecteur VZERO

Les compteurs VZERO [ALI04b] sont deux hodoscopes à scintillation, de forme annulaire, concentriques au faisceau, localisés à -0.9 m et 3.3 m du centre géométrique de l'expérience. Ils correspondent respectivement à une couverture de $-3.7 < \eta < -1.7$ (V0C, cf. Fig. II.8) et $2.8 < \eta < 5.1$ (V0A); ils ont une résolution temporelle proche de 0.5 ns. Ils sont utilisés pour le déclenchement (*trigger*) de l'acquisition et permettent par ailleurs de rejeter les événements de bruit de fond issus des interactions résiduelles "faisceau-gaz" (événements arrivant trop tôt ou trop tard dans le détecteur par rapport au croisement de paquets donnant lieu aux collisions qui nous intéressent). Sur la période 2009 - 2010, le détecteur ne compte aucune voie morte et est présent dans plus de 99 % des runs de données.

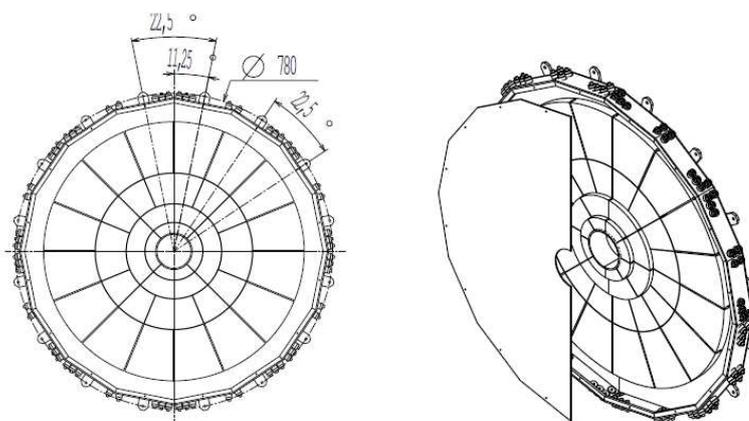


FIGURE II.8 – Schéma du détecteur à scintillation *VZERO*C de l'expérience ALICE ([ALI04b], p.72).

II.B-2.v Caractéristiques majeures de la partie centrale : seuil de détection et identification de particules

Avant de présenter plus en détails la reconstruction d'événement basée sur les détecteurs décrits dans les paragraphes précédents, on peut ici clore la présente section sur les points clés de la partie centrale d'ALICE : quels sont les atouts d'ALICE aux rapidités centrales ? – Les éléments seront à mettre en regard des autres expériences LHC, ATLAS et CMS notamment.

La force d'ALICE aux rapidités centrales repose sur deux points :

1. un seuil de détection en p_T relativement bas,
2. un accent tout particulier mis sur l'identification de particules et ce, sur une gamme d'énergie assez large.

α. Seuil de détection

Le seuil de détection d'ALICE est bas pour deux raisons essentielles : le faible champ B de l'aimant L3 et le faible budget de matière du détecteur dans la partie centrale.

Faible champ B : les détecteurs de la partie centrale sont placés à l'intérieur de l'aimant L3 capable de produire un champ magnétique nominal d'environ 0,5 T. La présence de ce champ permet naturellement de courber la trajectoire des particules chargées et ainsi de déterminer leur impulsion. Mais cette valeur de champ demeure modérée, en comparaison des champs solénoïdaux d'ATLAS (2 T, [ATL08], section 2.1.1) et de CMS (4 T, [CMS08], section 2.1). De fait, le champ de L3 impose une courbure plus lâche des traces de faible impulsion, leur permettant ainsi d'atteindre les détecteurs plutôt que de spiraler à proximité du tube à vide.

En contrepartie de cet avantage, on pourrait s'attendre *a priori* à une dégradation de la résolution en p_T . Toutefois, cet effet est compensé grâce à une longueur de trace importante. En reprenant l'Eq. 4.4 de [ALI04c], on relève les différentes dépendances de la résolution en impulsion : la résolution en position, $r\delta\varphi$, le champ magnétique mais aussi la longueur de trace et le nombre de clusters utilisés pour construire la trace :

$$\Delta p_T/p_T^2 = \frac{r\delta\varphi}{0.3 B L_{track}^2} \sqrt{\frac{720}{N_{clusters} + 4}} \quad (\text{II.1})$$

Les champs d'ATLAS et CMS sont respectivement 4 et 8 fois plus élevés, mais la longueur de trace dans l'expérience ALICE est typiquement de 2,5 m (rayon externe de la TPC) soit environ 2,5 fois plus grande qu'une trace dans l'expérience ATLAS ($R_{out}(\text{tracker}) = 1$ m, cf. section 1.6 de [ATL08]) et CMS ($R_{out}(\text{tracker}) = 1,1$ m, cf. section 3.1.2 de [CMS08]). Au final, on aboutit à des résolutions en p_T comparables pour les trois expériences.

Faible budget de matière : l'épaisseur de matériel traversé par les particules à $\eta \approx 0$ est maintenue à une valeur réduite pour limiter au maximum les effets de la diffusion multiple des particules. Concrètement, il s'agit de 11 % de longueur de radiation, en sortie de la TPC [Hip08], en incluant le tube à vide, l'ITS, la TPC (...) ainsi que les équipements associés de service. Ce chiffre peut être mis en regard des données équivalentes pour ATLAS et CMS : en sortie des trajectographes (*trackers*), l'ordre de grandeur est plutôt autour des 40 %, pour chacune des expériences (voir [ATL08], Fig. 4.45, p.107 pour ATLAS et [CMS08], Fig. 3.3, p.31, pour CMS).

β. Identification de particules

Le potentiel d'identification de particules (PID) est l'autre caractéristique majeure de la partie centrale d'ALICE. L'identification se décline sur deux volets : l'identification directe par les détecteurs et l'identification via des désintégrations.

Dans le cas usuel, cinq hypothèses de masse sont envisagées ; elles correspondent à l'identification des particules (suffisamment) stables pour obtenir une reconnaissance au niveau de la trace : e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , p^\pm .

Cette identification est une convolution directe de la réponse de six (sept) détecteurs : SDD, SSD, TPC, TRD, TOF, HMPID (ainsi que les calorimètres). Qu'il s'agisse de perte linéique dE/dx , de temps de vol, ou de rayonnements photons caractéristiques, chacun d'entre eux est capable de fournir une information PID. Cette dernière peut être utilisée individuellement ou conjointement. Une présentation complète du PID est donnée dans la section 5.4 de [ALI06], d'abord détecteur par détecteur puis sous sa forme combinée à partir de plusieurs informations (*combined PID*, section 5.4.6).

La figure II.9 résume le pouvoir discriminant des détecteurs ALICE en fonction de la gamme de p_T considérée.

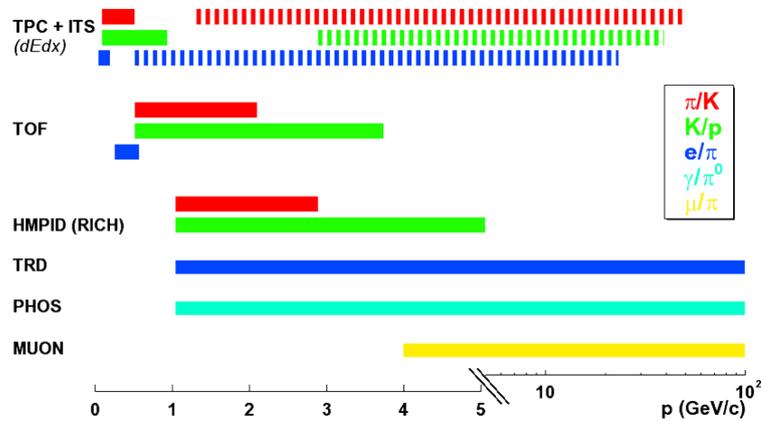


FIGURE II.9 – Capacité d'identification de particules et discrimination relative, en fonction de l'impulsion, par les détecteurs ALICE (simulations).

Sur cette donne de départ viennent alors s'ajouter les particules que l'on peut reconstruire topologiquement par leur désintégration (désintégration forte des résonances et désintégration faible avec vertex déplacé). L'identification de ce deuxième groupe de particules trouve en fait un avantage substantiel dans l'identification des particules simples : les désintégrations aboutissent à un état final impliquant le plus souvent e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , p^\pm ;

l'information PID délivrée par les détecteurs fournit alors un moyen puissant de réduire le bruit de fond des signaux qui nous intéressent. Les baryons multi-étranges entrent dans cette seconde catégorie.

Faible seuil de détection et bonnes capacités d'identification font d'ALICE un détecteur adapté à la physique à bas p_T , capable en premier lieu de couvrir les problématiques de la physique *soft*.

II.B-3 La reconstruction d'événement

Dans la partie centrale d'ALICE, le système de trajectographie globale (*global tracking*) couvre une fenêtre en $|\eta| < 0.9$ (essentiellement ITS et TPC). La reconstruction d'événement est discutée plus amplement dans la section 5.1 de [ALI06]⁵.

Le processus de la reconstruction est un processus itératif à de multiples égards comme on pourra le voir brièvement ici. Il démarre avec la recherche d'amas de charges (*clusters*) dans les détecteurs. On nomme *point d'espace* le point d'intersection entre une trace et un élément sensible du détecteur (lignes de pads dans la TPC, capteurs silicium dans l'ITS). Ces points d'espace et leurs incertitudes associées incarnent les points d'interaction entre une particule chargée et le volume actif du détecteur. Ils délimitent un petit volume de l'espace dans lequel la particule chargée a interagi, le long de sa trajectoire. Les coordonnées de ces points sont assignées au centre de gravité des clusters ; les incertitudes sont calculées en fonction de la taille du cluster et de la charge déposée. À noter, dans le cas de la TPC, ces incertitudes sont affinées pendant le tracking, en utilisant l'angle d'inclinaison pris par la trace par rapport à la ligne de pads considérée.

II.B-3.i Reconstruction du vertex primaire

Les points d'espace identifiés dans les couches les plus internes de l'ITS (couches SPD) sont utilisés pour une *première* reconstruction du vertex primaire. Chaque point d'espace de la première couche est combiné à chaque point de la seconde couche pour former une paire que l'on appelle *tracklets* (voir [ALI10e], section 4).

Le vertex primaire est alors reconstruit en 3D comme la position la plus probable suggérée par les extrapolations de tracklets (minimisation de la somme des carrés des distances entre le vertex et chacune des extrapolations des tracklets). Si cette procédure échoue, l'algorithme bifurque sur une reconstruction en deux étapes : la coordonnée en z du vertex est obtenue par corrélation des cotes des points d'espace SPD, alors que la position moyenne

5. Pour une approche intermédiaire, on pourra également consulter le Chap. 4 de la thèse [Ric08].

du faisceau dans le plan transverse (position mesurée expérimentalement, run après run) est retenue pour les coordonnées x et y .

II.B-3.ii Reconstruction des traces

La reconstruction des traces dans ALICE est basée sur la technique des filtres de Kalman ([FR00], section 2.4.2.2). De manière générale, cette technique est une procédure itérative, résultant de l'enchaînement successif de deux étapes : une phase de *prédiction* et une phase de *filtrage*. Dans l'étape de prédiction, les paramètres de traces sont extrapolés au prochain élément de détection (surface, volume de détecteur) en prenant en compte les incertitudes induites par les interactions avec la matière (diffusion multiple, perte d'énergie). Si un point d'espace est trouvé dans la zone de prédiction, l'étape de filtrage va alors consister à recalculer les paramètres de traces en prenant en compte les contraintes supplémentaires apportées par ce nouveau point. On peut alors passer à la recherche du point d'espace suivant et ainsi de suite.

L'idée générale du filtre étant posée, revenons aux traces dans un événement ALICE. Les approximations initiales concernant les paramètres d'une trace hélicoïdale (graine ou *seed*) sont établies à partir de la mise en relation entre le vertex primaire et deux points d'espace, considérés dans la zone la plus externe de la TPC et séparés par quelques rangées de pads. Lors de cette procédure de *seeding*, le rayon transverse du tube à vide (3 cm) est pris comme incertitude de départ sur la position transverse du vertex primaire ; cela permet de limiter le biais induit par les traces issues des particules se désintégrant à l'intérieur de ce volume.

La graine pour les traces secondaires est créée sans utiliser le vertex primaire (une telle contrainte réduirait artificiellement l'efficacité de la recherche de particule $V0$; voir section III.B-1). Le vertex primaire étant omis, d'autres points d'espace sont utilisés pour la graine. Ces points supplémentaires sont alors recherchés le long de la demi-droite définie par la paire de points constituée sur l'extérieur de la TPC.

Une fois les graines de traces établies, elles sont triées suivant l'estimation de leur impulsion transverse. Elles sont prolongées, d'une rangée de pads à l'autre dans la TPC, et d'une couche à l'autre dans l'ITS, sur le chemin vers le vertex primaire (voir premier passage sur Fig. II.10). À chaque fois qu'un nouveau point d'espace est trouvé dans la continuité de la trace en construction, les paramètres de la trace et la matrice de covariance sont réévalués, en utilisant le filtre de Kalman. À chaque étape du tracking, les paramètres de trace et la matrice de covariance sont également corrigés pour la perte d'énergie moyenne et les diffusions multiples coulombiennes, deux conséquences inévitables liées à la traversée du matériel. Le choix de masse

à utiliser pour la particule lors de ces corrections est fondé sur l'information dE/dx – lorsqu'elle est présente – apportée par la TPC. En cas d'absence de cette information ou dans le cas où celle-ci est équivoque, la masse d'un pion chargé est prise comme hypothèse (voir également paragraphe II.B-4). À noter : seulement cinq hypothèses de masse sont envisagées : e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , p^\pm .

Toutes les traces sont alors propagées vers l'extérieur du détecteur global (voir deuxième passage sur Fig. II.10), au travers de l'ITS puis de la TPC. Des tracklets sont reconstruites de manière indépendante au sein de la TRD, celles-ci ne sont considérées et incorporées aux traces globales qu'au-delà d'un certain seuil en impulsion transverse (i.e. p_T de la trace globale telle qu'évaluée par l'ITS et la TPC à ce stade de la reconstruction) ; le seuil est typiquement de 3-5 GeV/c. Lorsque c'est possible, les traces sont mises en correspondance avec les *hits* dans le détecteur TOF. Durant cette phase de tracking, la longueur de trace et les cinq hypothèses de masse sont calculées pour chaque trace ; ces résultats sont utilisés par la suite dans la procédure PID propre au TOF.

Les paramètres de trace sont alors affinés une dernière fois, en utilisant le filtre de Kalman sur les points inclus jusqu'ici, dans une propagation vers l'intérieur (voir troisième passage sur Fig. II.10). Les paramètres sont réévalués au niveau de la distance de plus courte approche (*DCA*) au vertex primaire

Finalement, le vertex primaire est calculé une seconde fois, en utilisant ici non plus les tracklets mais les traces reconstruites ainsi que les informations du run sur les position et dispersion moyennes de la région d'interaction faisceau-faisceau.

II.B-3.iii Performances et spécificités de la reconstruction

Dans les collisions pp, l'efficacité de reconstruction des traces dans l'acceptance de la TPC sature à hauteur de quelque 90%, effet des zones mortes entre les secteurs. L'efficacité chute à 75% environ pour $p_T = 1$ GeV/c et tombe à 45% à 0.15 GeV/c. En effet, à basse impulsion transverse, l'efficacité est limitée essentiellement par trois aspects :

- la désintégration de particules (cas des K^\pm notamment),
- la forte courbure des traces par le champ magnétique L3,
- l'absorption de particules par le matériel du détecteur.

Dans l'ensemble, la résolution en p_T est au moins aussi bonne que la résolution fournie par la seule TPC ; elle est typiquement de 1% pour des impulsions de 1 GeV/c et 7% pour des impulsions de 10 GeV/c. Cette résolution

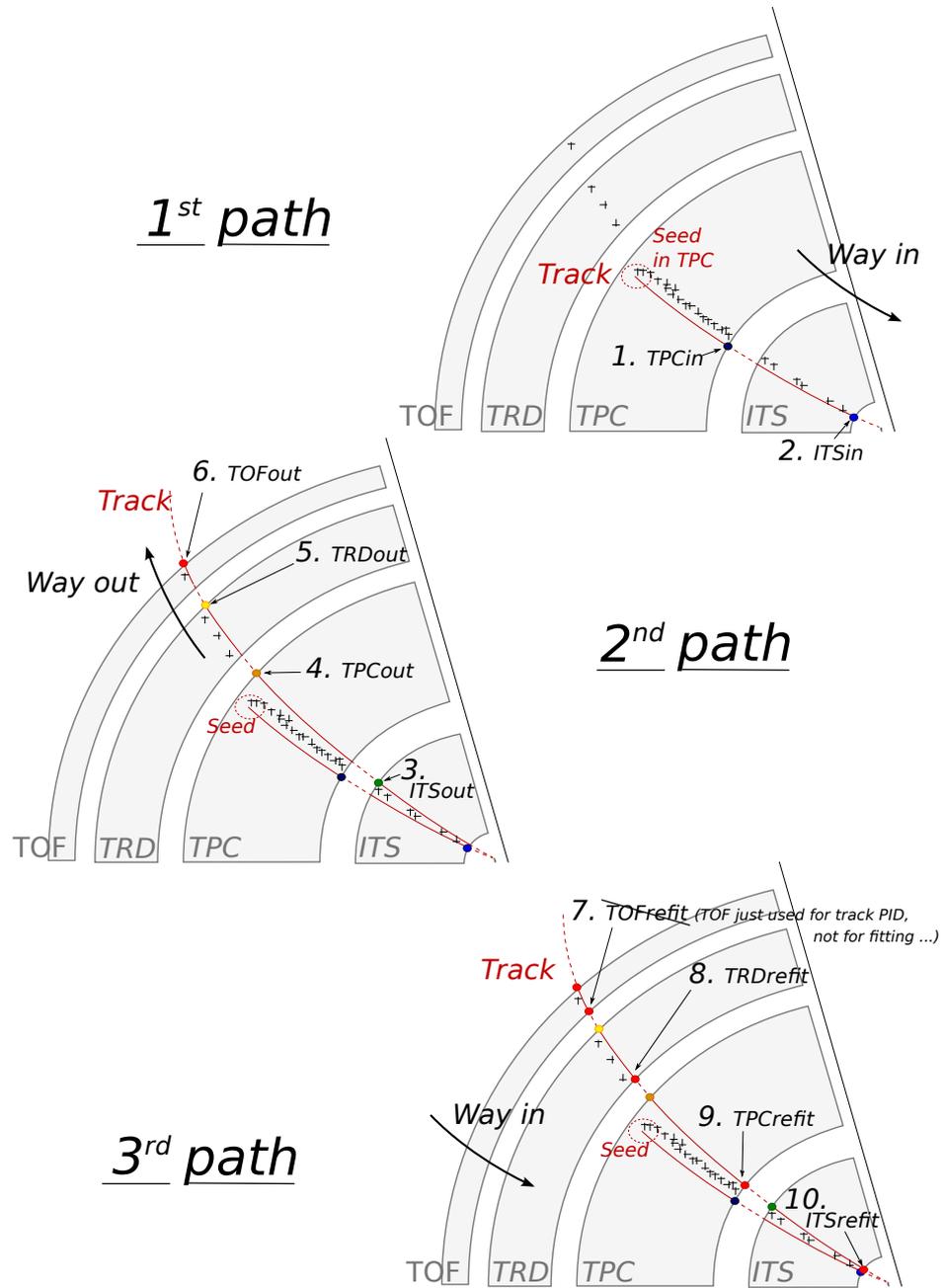


FIGURE II.10 – Principes de reconstruction des traces dans un événement ALICE, montrant les trois passages successifs qui permettent de construire et affiner une trace. Les chiffres de 1 à 10 marquent les bits qui sont activés en cas de succès, lors de la propagation du filtre de Kalman, à l'étape considérée.

suit la paramétrisation empirique :

$$(\sigma(p_T)/p_T)^2 = (0,01)^2 + (0,007 p_T)^2 \quad (\text{II.2})$$

où p_T est exprimée en GeV/c (voir [ALI10g] pour plus de détails).

La distance minimale d'approche dans le plan transverse (r, φ), entre la trace et le vertex primaire, a également une certaine résolution. L'incertitude sur ce paramètre d'impact transverse dépend de la précision de reconstruction de la trace, d'une part, mais également de celle du vertex primaire, d'autre part. En cascade, la qualité du paramètre d'impact va alors dépendre de l'impulsion de la trace considérée et, pour ce qui concerne le vertex, du nombre de traces qui contribuent à sa définition. Comme estimée à partir des données réelles, la résolution du paramètre d'impact dans un événement pp standard peut être modélisée suivant :

$$\sigma_{impact}(p_T) = 50 + 60/(p_T)^{0.9} \quad \text{en 2009} \quad (\text{II.3})$$

$$\sigma_{impact}(p_T) = 26 + 50/(p_T)^{1.01} \quad \text{en 2010} \quad (\text{II.4})$$

avec : σ_{impact} , en μm ,
 p_T , en GeV/c

L'expertise sur les détecteurs s'améliorant au fil de la prise de données, cette modélisation est logiquement fonction de la période de données considérée. Cette modélisation dépend au premier ordre de trois aspects :

- le niveau d'alignement interne de l'ITS,
- le niveau d'alignement inter-détecteur entre l'ITS et la TPC,
- la qualité de l'étalonnage de l'ITS et de la TPC.

II.B-4 Une identification de particule, le PID de la TPC

Les capacités PID des détecteurs ALICE ont déjà pu être évoquées précédemment, dans le paragraphe II.B-2.v. Dans le cadre de cette thèse, seule l'information PID de la TPC a été exploitée. Cette information PID était suffisante à elle seule au vu des contraintes de bruit imposées par l'environnement pp. En conséquence, le présent paragraphe s'intéressera au PID selon la TPC.

Une particule chargée traverse la TPC en ionisant sur son passage le gaz du détecteur ; les ionisations successives sont autant de prélèvements en énergie qui nous renseignent sur la nature de la particule (identification de sa masse, notamment).

La grandeur physique caractéristique est ici l'énergie perdue par unité de longueur, dans la matière traversée par la particule chargée, soit la perte

linéique d'énergie, dE/dx . L'équation (II.5) donne la formule de Bethe-Bloch ([N⁺10], section 27.2.2)⁶. Dans cette relation transparaît, via Eq. (II.6), la clé de l'identification : la dépendance en impulsion p et en masse M de la perte linéique.

L'expression de Bethe-Bloch décrit la perte d'énergie linéique *moyenne*. Pour un type de particule ionisante donné (ex : e^\pm , π^\pm , K^\pm , p^\pm), à une impulsion donnée, le long d'une trajectoire donnée (...), la charge totale déposée sur le chemin présente des fluctuations statistiques. Cette charge se distribue en fait suivant une loi de Landau, pour laquelle on souhaite évaluer une valeur moyenne $\langle dE/dx \rangle$. La difficulté liée à la distribution de Landau est la présence de longues queues de distribution dans la région des fortes pertes d'énergies (production de rayonnements δ très énergétiques). En conséquence, il est usuel de tronquer la distribution de Landau pour n'en garder que les 50-70% du signal aux faibles pertes linéiques ([N⁺10], section 28.6.5). On échange au passage une estimation de la valeur moyenne contre celle de la valeur la plus probable⁷.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = k_1 \cdot z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln(k_2 \cdot m_e c^2 \cdot \beta^2 \gamma^2) - \beta^2 + k_3 \right] \quad (\text{II.5})$$

$$\beta \cdot \gamma = \frac{p}{M \cdot c} \quad (\text{II.6})$$

avec :

- Z , numéro atomique de la matière ionisée (Ne/CO₂/N₂ ici),
- A , nombre de masse atomique de la matière ionisée (g.mol⁻¹),
- m_e , masse de l'électron (secondaire),
- z , charge électrique de la particule ionisante,
- M , masse de la particule ionisante,
- p , impulsion de la particule ionisante,
- β , la vitesse normalisée à c , de la particule ionisante,
- $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$,
- k_1, k_2, k_3 , constantes dépendantes du milieu ionisé.

Les figures II.11 et II.12 montrent des résultats typiques obtenus avec la TPC d'ALICE. Les différentes "bandes" caractéristiques des e^\pm , π^\pm , K^\pm , p^\pm apparaissent clairement⁸. Ces bandes sont en fait le résultat de la dispersion des mesures autour de la valeur moyenne attendue. Les valeurs attendues correspondent aux courbes de Bethe-Bloch (paramétrisation expérimentale

6. En toute rigueur, il faut préciser que cette formule n'est valable que pour les particules ionisantes plus lourdes que l'électron.

7. On quitte l'une pour se rapprocher de l'autre, tout du moins.

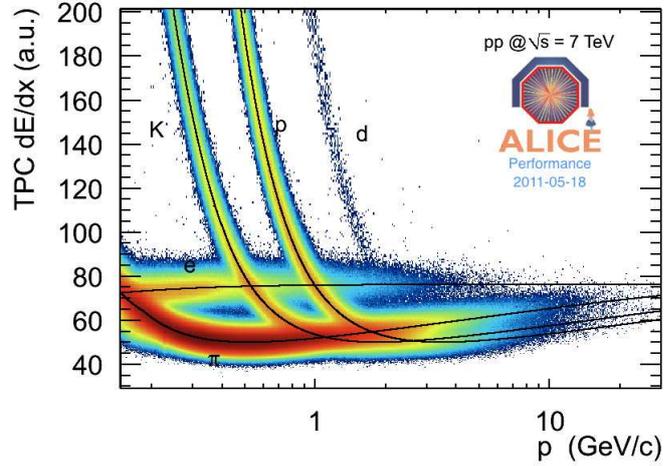


FIGURE II.11 – Perte linéique d'énergie, dE/dx , en fonction de l'impulsion de la particule, dans la TPC d'ALICE pour des collisions pp à 7 TeV. Les lignes en traits pleins correspondent à une paramétrisation des courbes Bethe-Bloch [Kal11].

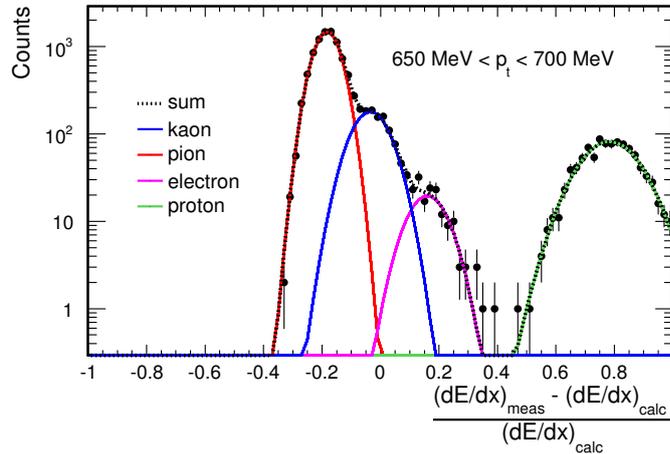


FIGURE II.12 – Projection de la perte linéique d'énergie, dE/dx , en fonction de l'impulsion de la particule, sur la plage $0.65 \text{ GeV}/c < p_T < 0.70 \text{ GeV}/c$, dans la TPC d'ALICE pour des collisions pp à 900 GeV [ALI11a].

de celles-ci, en fait) ; elles sont marquées par des lignes noires continues sur Fig. II.11.

Pour une trace dans la TPC, on peut alors considérer l'écart entre la perte d'énergie mesurée (un point dans le plan de la figure II.11) et la valeur moyenne théorique sous une hypothèse de masse donnée (point de l'une des courbes théoriques, à l'impulsion mesurée). Si l'on normalise cet écart à la résolution en dE/dx (Eq. (II.7)), on obtient une déviation exprimée en nombre de σ . On peut alors conclure avec plus ou moins de sévérité sur l'hypothèse relative à la nature de la particule. Pour rendre la chose plus concrète, imaginons que l'on cherche à isoler des protons. Suivant l'analyse, le choix de l'exigence peut s'imposer et par exemple, nous obliger à rejeter toutes les traces avec une perte d'énergie à plus de 1 ou 2 σ de l'hypothèse proton. À l'inverse, l'analyse peut nous laisser l'opportunité d'un choix moins drastique et seules les traces à plus de 3 ou 4 σ doivent être exclues.

$$n_\sigma = (dE/dx_{(mes)} - dE/dx_{(th)}) / \sigma_{TPC} \quad (\text{II.7})$$

La résolution en dE/dx de la TPC est estimée à 5% pour les traces ayant 159 clusters [ALI10h], ce qui est mieux que la valeur anticipée lors de la conception du détecteur [ALI06]. Moyennée sur toutes les traces reconstruites, cette résolution σ_{TPC} est plutôt autour de 6.5%.

II.B-5 L'environnement Offline d'ALICE

II.B-5.i *AliRoot, particularisation de ROOT pour ALICE*

Comme nombre d'autres expériences de physique des particules, ALICE a fait le choix de construire son environnement d'analyse à partir de ROOT [Roo], logiciel orienté objet, fondé sur le langage de programmation C++. Il a ainsi pu être formé AliRoot ([ALI08], section 6.4.4), un dérivé entièrement dédié et particularisé pour l'expérience ALICE, qui correspond à :

- implémentation de la géométrie du détecteur, “image” du détecteur ALICE au niveau logiciel,
- gestion et stockage des données expérimentales ALICE,
- reconstruction des données brutes,
- cadre élaboré d'analyse ALICE,
- interfaçage avec le Monte Carlo, la grille de calcul, etc.

8. On y voit même se dessiner la bande associée au deutérium ...

II.B-5.ii Calcul distribué : grille de calcul

I do not fear computers. I fear the lack of them.

Isaac Asimov, and most probably Latchezar Betev

On peut concevoir la grille ([ALI08], section 6.4) comme une ferme de fermes de PC, hiérarchisées et réparties en différents endroits du globe, dont les buts sont le stockage et le calcul. Le stockage peut se faire sur disques ou sur bandes ; le calcul recoupe des tâches aussi variées que l'étalonnage des détecteurs, le contrôle qualité des données, la reconstruction, les simulations ou les analyses de données. De manière générale, la grille est organisée en trois échelons (*tiers*) successifs. Le CERN incarne logiquement le Tier-0, épine dorsale de la grille et centre source de toutes les données ; il distribue ses données (≈ 15 Poctets/an) vers les onze Tier-1 du globe via des connexions à 10 Gbits/s. Les tier-1 sont répertoriés par le tableau II.5. Sous la coupe de chaque tier-1 se trouvent alors les tier-2, formant ainsi un total de plus de 250 tier-2.

Centre	Pays	Ville
TRIUMF	Canada	Vancouver BC
RAL	Angleterre	(Oxfordshire)
PIC	Espagne	Barcelone
NDGF	(Scandinavie)	(Copenhague)
IN2P3-CC	France	Lyon
INFN-CNAF	Italie	Bologne
GRIDKA	Allemagne	Karlsruhe
FNAL	USA	Batavia, IL
BNL	USA	Brookhaven, NY
ASGC	Taiwan	Taipei

TABLE II.5 – Les 11 sites tier-1 de la Grille LHC. Les parenthèses indiquent les tier-1 distribués sur plusieurs centres géographiques.

La figure II.13 montre la répartition des sites impliqués dans l'expérience ALICE au niveau européen. La structure de la grille pour ALICE est montrée par les segments colorés reliant les différents centres. Les lignes grises marquent la connexion entre le tier-0 et les six tier-1 impliqués : CC-in2p3, CNAF, GridKa, NDGF, RAL, SARA. Au niveau de chaque tier-1, on peut voir les tier-2 qui lui sont éventuellement rattachés : traits orange pour CC-in2p3, bleus pour CNAF, verts pour GridKa, violets pour NDGF et jaunes pour RAL. Au final, ce sont à l'heure actuelle 55 sites - tiers 0 à 2 - qui mutualisent quelque 11 PB de capacité stockage et près de 7000 CPU physiques pour le calcul ([AL1b], page Offline). Lorsque la grille fonctionne en mode *saturé*, c'est-à-dire lorsque les 3 grands volets "reconstruction de données

réelles/ simulations / analyses utilisateurs” sont présents et en concurrence sur les ressources ALICE, il est fréquent de voir près de 35 000 sous-jobs traités en parallèle.

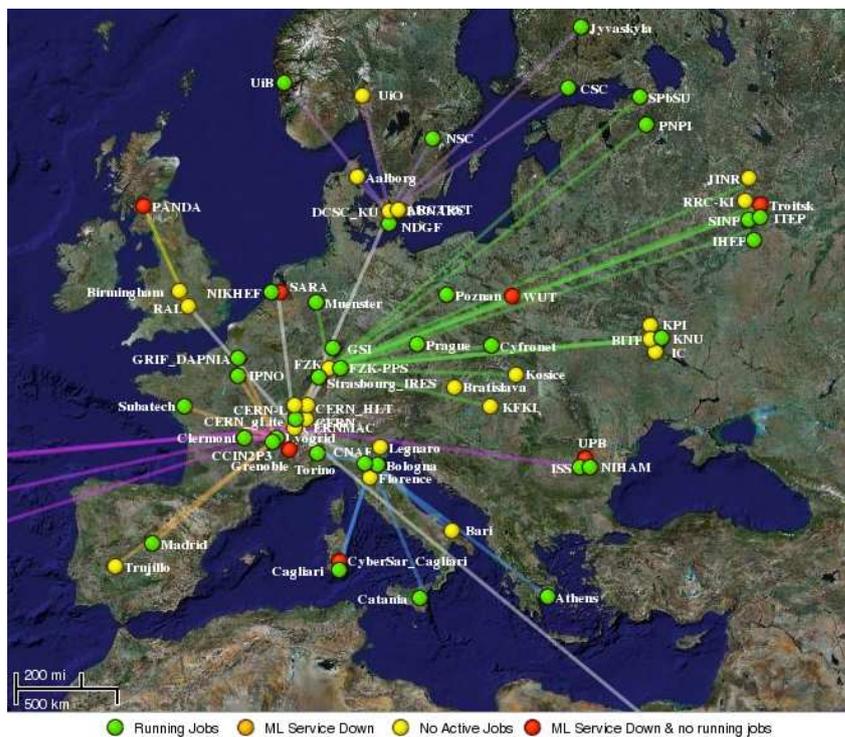


FIGURE II.13 – Sites européens de la grille de calcul impliqués dans l’expérience ALICE au 31 août 2008 ([ALIB], page Offline).

Cette multiplication des ressources est un point important de la physique des hautes énergies contemporaine, les analyses actuelles demandant le traitement de volumes de données de plus en plus conséquents. Comme nous le verrons plus tard (Chap. IV et surtout V), les analyses des Ξ et a fortiori des Ω restent dans cette droite ligne. À ce titre, la grille aura été un outil incontournable pour mener à bien le travail de thèse.

II.B-5.iii Données ALICE et formats : RAW, ESD, AOD

Dans l’expérience ALICE, la chaîne de production des données expérimentales est divisée en trois grandes étapes successives : la récupération des données brutes (*Raw Data*), la production des *Event Summary Data*, *ESD* puis la production des *Analysis Oriented Data*, *AOD* (voir Fig. II.14). Les premières sont issues des détecteurs (regroupement sous la forme de “clusters” des dépôts de charges mesurés initialement), les secondes résultent

du tracking et de la reconstruction des événements, les dernières sont des données synthétiques et fonctionnelles, potentiellement ciblées pour un lot d'analyses.

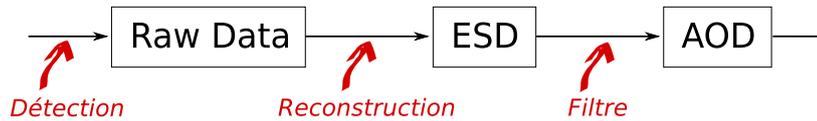


FIGURE II.14 – Flot de données dans l'expérience ALICE.

Lorsque le LHC opère en mode pp, le système d'acquisition de l'expérience ALICE débite environ 200 MB/s de données brutes du Point 2 vers le Tier-0 du CERN (voir paragraphe précédent, II.B-5.ii). Du CERN, les données brutes sont alors distribuées sur les sites Tier-1, en parallèle de la première reconstruction d'événements. À titre indicatif, le temps moyen nécessaire à la reconstruction d'un événement pp à 7 TeV est typiquement de l'ordre de 120 s/événement (temps réel)⁹. 100 kB est la taille mémoire usuelle qu'occupe sur disque un événement pp au format ESD. Le format AOD, contenant une information plus limitée, réduit la taille des données d'un facteur 5 à 10; ce facteur est un avantage pour l'analyse de données, le temps de traitement étant essentiellement limité par les phases d'accès aux données ("entrées/sorties") de l'analyse plus que par les calculs eux-mêmes.

II.B-5.iv Données réelles et Monte Carlo

De manière générale, l'idée d'une simulation d'événements Monte Carlo (*MC*) est de générer par des processus stochastiques une série d'événements au plus proche de ce que l'on peut voir dans le détecteur réel. Une telle simulation suit généralement deux étapes consécutives : la *génération* de l'événement, simulation de la physique propre à la collision primaire, et la *propagation* de l'événement, transport des particules primaires vers et dans les détecteurs. Le plus souvent, ces deux étapes sont basées sur une logique fournie par différents modèles. Pour la partie *génération*, on peut citer des modèles comme PYTHIA (collisions pp) [Pyt], HIJING (A-A) [WG91], EPOS [WKP⁺10] (pp et A-A) ... Pour la partie transport et interaction rayonnement-matière, des logiciels comme Geant3 [Geaa], Geant4 [Geab] sont usuellement employés en physique des hautes énergies.

La *propagation* de l'événement doit naturellement dépendre de l'expérience : elle demande une modélisation du détecteur lui-même dans son intégralité, des matériaux qui composent les éléments actifs des sous-détec-

⁹. La majeure partie de ce temps est investie dans les entrée/sorties ; le véritable temps de calcul est faible.

teurs (silicium, mélange gazeux, ...) jusqu'à l'agencement spatial de l'ensemble (détecteurs, armatures, câbles, ...). Plus encore, une simulation peut aller jusqu'à prendre en compte les conditions expérimentales et leur évolution au cours du temps : position et dispersion des faisceaux, défaillances des détecteurs, canaux morts ou éteints ... – Les simulations ALICE ont aujourd'hui atteint ce degré de description. Les paragraphes II.B-2.ii et II.B-2.iii faisaient mention de la fraction opérationnelle des détecteurs ALICE. Cette information est en fait disponible run par run et est utilisée en conséquence dans les données réelles comme dans les simulations Monte Carlo (concept de MC avec *anchor runs*).

Au final, la génération et la propagation d'un événement Monte Carlo ALICE aboutit à des données brutes simulées, sur lesquelles on peut lancer la même reconstruction que dans le cas des données brutes réelles. La reconstruction produira alors un résultat dans le format ESD, là aussi pensé pour être commun aux simulations et données expérimentales. (Voir [ALI08], Fig. 6.15, p.176.)

La caractéristique-clé des données Monte Carlo est qu'elles disposent d'un supplément d'information, qui est souvent nommé *vérité Monte Carlo* : pour toute étape simulée, il est possible de conserver l'information "théorique", les caractéristiques de ce qui a été généré à l'entrée de l'étape en question. Et c'est dans cette connaissance complète de l'événement que réside tout l'intérêt des simulations Monte Carlo. L'exploitation de celles-ci se décline pour l'essentiel sous trois formes : anticiper, évaluer, comparer.

anticiper : qu'il s'agisse d'aider au design d'un détecteur dans sa phase de construction ou de développer une analyse en attendant les données expérimentales, le Monte Carlo permet de travailler *a priori* ;

évaluer : la simulation permet de quantifier les performances d'un détecteur ou d'une analyse (les efficacités, usuellement) et de mettre en place certaines études systématiques associées à une analyse ;

comparer : la comparaison entre données réelles et données Monte Carlo aide soit à comprendre la physique des données réelles soit à affiner celle des modèles Monte Carlo.

À noter : au-delà des simulations standard où le soin de générer la physique de la collision est entièrement confié à un modèle, des solutions *ad hoc* peuvent être envisagées. Il est possible, par exemple, de simuler des Monte Carlo pour lesquels un signal rare est artificiellement généré en abondance ; une distribution en p_T ou en rapidité, altérée, etc. Ce type de simulation "sur mesure" a déjà cours au sein de la collaboration ALICE, comme on le verra pas la suite pour les analyses à 7 TeV (voir Chap. V). Un autre exemple possible est l'usage de simulations avec *embedding* (voir par exemple [STA09], section IV.A) : seul le signal qui nous intéresse est simulé, les clus-

ters résultant au niveau détecteur sont alors implantés au milieu de clusters issus des données réelles ; la reconstruction est alors lancée sur l'événement hybride. Ce type de simulation constitue généralement un stade avancé de simulation. L'évaluation des efficacités qui en découle bénéficie d'une certaine robustesse : quel que soit le signal considéré, le bruit de fond est ici pour ainsi dire celui des données réelles elles-mêmes. Cependant, l'exercice n'est pas simple : contrôler le biais induit par l'embedding est une tâche délicate et spécifique à chaque signal implanté. De telles solutions de simulation avec embedding sont en cours de développement au sein de la collaboration ALICE ; l'embedding n'a pas été exploité pour cette thèse.

– Chapitre III –

Identification des cascades par reconstruction topologique

We have found a strange footprint on the shores of the
unknown.

Arthur Eddington

(Version 1.3)

Contenu

III.A Spécificités des quarks s	70
III.A-1 L'étrangeté par rapport aux autres saveurs	70
III.A-2 L'utilité des hyperons à différents régimes en p_T	72
III.B Reconstruction des baryons multi-étranges	72
III.B-1 Les cascades	72
III.B-2 La détection des cascades auprès du détecteur ALICE	75
III.B-3 Les principes de la reconstruction topologique	76
III.B-3.i <i>L'aval de la cascade : constitution d'un candidat $V0$.</i>	76
III.B-3.ii <i>L'amont de la cascade : association $\Lambda 2^{dr}$/célibataire</i>	78
III.B-3.iii <i>La zone fiduciaire et condition de causalité</i>	79
III.B-3.iv <i>Calcul de masse invariante des candidats Ξ^{\pm} et $\bar{\Omega}^{\pm}$.</i>	80
III.C Contextes de la reconstruction	82
III.C-1 Les cascades dans les environnements pp et Pb–Pb	82
III.C-2 Efficacité de reconstruction contre pureté du signal?	82

L'objectif de ce court chapitre est de jeter les bases des analyses effectuées dans ce travail de thèse (voir Chap. IV et V), en montrant notamment pourquoi et comment l'identification des baryons multi-étranges est possible et quels intérêts physiques motivent concrètement un tel exercice.

Pour cela, il nous faut commencer par examiner la production des quarks étranges. Que l'on aborde la physique de la "production" à partir de collisions A–A ou pp, on peut de manière générale avoir de cette physique une double grille de lecture :

- une première grille selon la saveur de quark : $u, d, s, c, b \dots$
- une deuxième selon l'énergie des phénomènes considérés.

En pratique, la seconde approche nous ramène à la projection de l'impulsion dans le plan transverse aux faisceaux, l'impulsion transverse p_T :

- phénomènes *soft* à bas p_T (de 100 MeV/c à 2-3 GeV/c),
- phénomènes *intermédiaires* à p_T modéré (de 2-3 GeV/c à 6-8 GeV/c),
- phénomènes *durs* à haut p_T (tout ce qui est supérieur à 6-8 GeV/c).

L'idée, dans les lignes qui suivent, est de voir en quoi les quarks étranges sont des objets d'étude privilégiés et ce, sur l'ensemble des domaines de p_T , grâce notamment aux baryons dits *multi-étranges*¹.

III.A Spécificités des quarks s

III.A-1 L'étrangeté par rapport aux autres saveurs

Avant de rentrer plus avant dans les apports spécifiques de l'étrangeté, il faut dans un premier temps replacer les quarks s dans une perspective générale et commencer par un argument élémentaire. Les quarks s ne comptent pas initialement parmi les quarks de valence des nucléons de la collision : les protons comme les neutrons sont d'abord une somme de quarks u et d . Certes, il existe des quarks s dans la mer de quarks² ; mais aux énergies auxquelles nous travaillons actuellement (RHIC, LHC), ces partons étranges sont en quantités faibles au vu de la quantité de s produits lors de la collision. Ainsi, un quark s présent dans l'état final peut être pris comme un produit de la collision elle-même. Cette propriété fait des quarks s une

1. Les baryons qui contiennent au moins un quark étrange sont appelés les *hyperons* (nombre quantique $S = \pm 1, \pm 2$ ou ± 3). Voir fig. I.12.

sonde intéressante pour les études que l'on veut mener en A–A et pp.

À cela, il faut rajouter un argument sur la masse du quark s : la masse nue³ du quark s est de 100_{-20}^{+30} MeV/ c^2 [N⁺10]. En comparaison, on peut citer la masse des quarks plus légers : la masse du u est d'environ 2.5 ± 0.7 MeV/ c^2 , celle du quark d , d'environ 5 ± 1 MeV/ c^2 . À l'inverse, on peut mettre en avant la masse nue des quarks c et b , respectivement 1.27 ± 0.09 GeV/ c^2 et 4.43 ± 0.4 GeV/ c^2 [N⁺10]. Ainsi, le quark s étant le troisième quark le plus léger, il est *relativement* peu coûteux en énergie de le produire⁴. Ce fait permet d'avoir une population de quarks étranges assez fournie et adaptée à des études demandant une statistique abondante.

Un troisième argument sur le plan de la saveur est à rajouter, cette fois spécifique à la physique dans l'état final, i.e. après hadronisation. Les hadrons étranges les plus lourds (ϕ , Λ , Ξ , Ω) n'ont pas ou peu de résonances d'énergie supérieure. Par ailleurs, il est le plus souvent possible expérimentalement d'évaluer et ainsi de contrôler le *feed-down* d'une espèce vers l'un de ces hadrons. On peut songer aux résonances qui vont se désintégrer par interaction forte ou électromagnétique (certes quasi impossible à évaluer pour $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$ mais faisable pour $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda$, $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda$, $\Xi(1530) \rightarrow \Xi$, ...); on peut songer aux hypérons de masse supérieure qui vont se désintégrer par interaction faible ($\Xi \rightarrow \Lambda$). Ces deux aspects – peu de résonances d'énergie supérieure et feed-down mesurable expérimentalement – permettent de faire des mesures (quasi-)exclusives de ces différents hadrons. Dans une physique où obtenir des particules identifiées est une source importante de tests expérimentaux, cet aspect est un atout, tant en pp qu'en A–A.

Dans ce dernier cas, il est à noter que le découplage des hypérons par rapport au gaz hadronique intervient probablement plus tôt et donc plus haut en température, de telle sorte que l'on a : $T_{gel_{cinétique}}(\text{hypérons}) \approx T_{gel_{chimique}}(\text{hypérons})$ ([Kuh05], chap. 1). Cette propriété pourrait provenir de faibles sections efficaces d'interaction des hypérons dans la phase hadronique. Ce qui, le cas échéant, présenterait l'avantage de limiter la modification de l'information par la phase hadronique, i.e. l'information est obtenue au plus proche de la phase QGP (voir Fig. I.10 et sous-section I.C-2).

2. Sur les paires quark-antiquark qui composent les nucléons, on pourra consulter la section 9.3, p.196 de [HM84], ainsi que la revue critique sur les distributions de partons [N⁺10], chap. 16.

3. Voir la revue critique *Quark Masses* dans [N⁺10], concernant les subtilités autour de la notion de masse de quark (masse nue, dynamique, ...)

4. Certes, dans le cas d'un QGP, cet argument perd un peu de sa pertinence dans l'hypothèse où une restauration *partielle* de la symétrie chirale (voir I.B-4) accompagne la formation du plasma...

III.A-2 L'utilité des hyperons à différents régimes en p_t

De prime abord, l'étrangeté peut être présentée avant tout comme une bonne sonde des *phénomènes collectifs* à bas p_T , pour ce que l'on appelle la physique du *bulk* en A–A ou de l'*Underlying Event* (UE) en pp. On peut l'illustrer par deux exemples.

On utilise les taux de productions des hyperons pour contraindre les modèles thermiques statistiques (définition de la composition "chimique" du système à l'équilibre). La contrainte la plus forte vient du rapport de taux de production entre le hadron thermalisé le plus lourd sur celui le plus léger, soit $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+) / (\pi^- + \pi^+)$ [CKO⁺06] et section 4.4, p.61 de [A⁺07].

Par ailleurs, toujours en raison de leur faible sensibilité à la phase hadronique, les hyperons sont également utilisés de façon privilégiée pour contraindre les modèles hydrodynamiques du QGP (distributions en impulsions des hyperons) ([Spe06], section IV.2.2).

Il existe ainsi un apport significatif de l'étrangeté à bas p_T . Cependant, le tableau est également complété sur les deux autres domaines de p_T . Cela tient aux possibilités de reconstruction des hyperons : de par leur mode particulier de désintégration (V0 ou cascade, qui seront plus amplement présentés dans la section suivante), les hyperons offrent la possibilité d'être identifiés sur une très large plage en p_T , des basses aux hautes impulsions. Ceci est un avantage non négligeable pour assurer la continuité des observations entre les différents régimes, notamment pour l'étude de la physique présente sur l'ensemble de la gamme en p_T . Ainsi, les hyperons sont des objets de choix pour comprendre, à différents niveaux d'énergie, les mécanismes de l'hadronisation des partons⁵ issus du système étudié (modes d'hadronisation soft à durs).

III.B Reconstruction des baryons multi-étranges

L'étrangeté mise en perspective, il s'agit maintenant de s'attarder sur le principe d'identification des particules concernées, dans le cadre de l'expérience qui nous intéresse ici, ALICE.

III.B-1 Les cascades

Parmi les particules étranges, nous allons nous concentrer sur les hadrons les plus riches en quarks s ($|S| = 2$ ou 3), c'est une première restriction. Hadrons en mesure de se désintégrer suivant un schéma dit de *cascade* - deuxième restriction. Nous allons donc mettre ici de côté les mésons étranges

5. Le mot parton sert à mentionner indistinctement quarks et gluons en tant que "constituants internes" des hadrons.

(kaons K_S^0 , K^\pm ; ϕ ; ...), pour nous concentrer préférentiellement sur ceux qui nous intéressent directement : les baryons *multi-étranges*.

Cette restriction nous ramène *a priori* à cinq particules de base : d'une part, trois baryons doublement étranges - le $\Xi^0(uss)$, le $\Xi^-(dss)$ et le $\Xi^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})$ - et d'autre part, deux baryons exclusivement étranges - le $\Omega^-(sss)$ et le $\bar{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$.

À ce quintette de base viennent s'ajouter les résonances associées, résonances plus ou moins bien caractérisées (au moins cinq pour les Ξ , au moins une pour les Ω ; voir [N⁺10]).

Les quatre particules *chargées* que sont les Ξ^- , Ξ^+ ($m = 1322$ MeV/ c^2) et les Ω^- , $\bar{\Omega}^+$ ($m = 1672$ MeV/ c^2) se désintègrent majoritairement suivant les canaux présentés dans le tableau III.1.

Particules	masse (MeV/ c^2)	$c.\tau$ (cm)	canal de désintégration	B.R.
$\Lambda(uds)$	1115.68	7.89	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	63.9%
$\bar{\Lambda}(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$	1115.68	7.89	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$	63.9%
$\Xi^-(dss)$	1321.71	4.91	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	99.9%
$\Xi^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})$	1321.71	4.91	$\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$	99.9%
$\Omega^-(sss)$	1672.45	2.46	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$	67.8%
$\bar{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$	1672.45	2.46	$\bar{\Omega}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + K^+$	67.8%

TABLE III.1 – Caractéristiques principales du baryon Λ et des baryons multi-étranges chargés [N⁺10] : masse nominale, distance de vol $c.\tau$, canal principal de désintégration et rapport d'embranchement, B.R..

Notation : dans la suite, afin d'évoquer indifféremment les Ξ chargés, Ξ^- et/ou Ξ^+ , on pose la notation générique Ξ^{\pm} . On procède avec les mêmes motivations pour les particules Ω^- et $\bar{\Omega}^+$, en posant la notation $\bar{\Omega}^{\pm}$.

Ces baryons présentent pour caractéristique commune une même topologie de désintégration en *cascade*, évoquée plus haut. La figure III.1 illustre ici ce type de désintégration. Pour présenter les choses plus en détails, prenons sur cette figure l'exemple d'un $\Xi^-(dss)$, baryon doublement étrange (coin supérieur gauche).

Un baryon $\Xi^-(dss)$ se déplace, en fonction de son impulsion initiale, sur quelques centimètres – distance caractéristique⁶, $c.\tau$, du Ξ^- évaluée à 4.91 cm [N⁺10] – avant de se désintégrer par interaction faible.

6. En physique des particules, il est usuel de quantifier la distance de vol d'une particule par une distance appelée le " $c.\tau$ ". La valeur de cette distance est en fait propre à tout

Cette désintégration prend quasi systématiquement (B.R. = 99.887 ± 0.035 % [N⁺10]) la forme d'un baryon $\Lambda(uds)$ mono-étrange et d'un pion chargé $\pi^-(\bar{u}d)$, ce dernier méson prenant au sein de la cascade le rôle de la particule *célibataire*. Les deux produits de la désintégration continuent leur progression respective et à un certain point, le Λ se désintègre à son tour. (Pour le Λ , le $c.\tau$ vaut 7.89 cm [N⁺10]). Il en résulte alors, dans 63.9 ± 0.5 % des cas [N⁺10], un couple de particules de charges électriques opposées, un proton et un deuxième pion, π^- . Le couple ainsi produit forme ce que l'on appelle un "V0" ⁷.

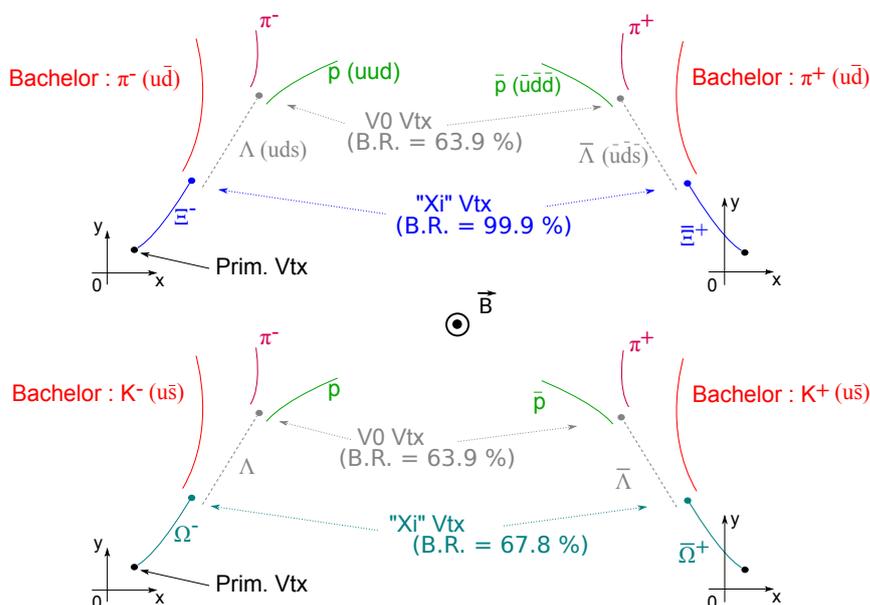


FIGURE III.1 – Les quatre types possibles de cascades que l'on peut espérer détecter auprès d'un collisionneur. En haut : $\Xi^- (dss)$, $\Xi^+ (d\bar{s}\bar{s})$. En bas : les $\Omega^- (sss)$, $\Omega^+ (\bar{s}\bar{s}\bar{s})$.

Comme suggéré précédemment, les trois autres hyperons multi-étranges chargés suivent un schéma de désintégration analogue (voir Fig III.1). Les seules différences viennent du passage des particules aux anti-particules (passage du Λ à $\bar{\Lambda}$, imposée par le passage de Ξ^- à Ξ^+) et du degré d'étrangeté de l'hyperon qui nous intéresse (un Ξ^{\pm} impose la présence d'un pion chargé en tant que *célibataire*, un Ω^{\pm} , celle d'une particule contenant encore un quark s , un kaon chargé K^\pm).

hadron, elle incarne une distance moyenne parcourue dans le référentiel du laboratoire avant désintégration et correspond à $\beta\gamma.c.\tau$ pour un hadron relativiste avec un $\beta\gamma = 1$, soit lorsque le hadron atteint $1/\sqrt{2} \approx 71\%$ de la vitesse de la lumière dans le vide, c .

7. Ce nom découle de la forme en V des traces laissées par les particules filles chargées.

III.B-2 La détection des cascades auprès du détecteur ALICE

Cette première présentation des cascades faite, il nous faut maintenant remettre ces désintégrations dans le contexte de leur identification. Parmi les nombreux détecteurs composant l'expérience ALICE (voir sous-section II.B-2), l'ITS et la TPC sont les deux éléments essentiels sur lesquels s'appuie directement la reconstruction des cascades.

En illustrant les cas d'un Ξ^- et d'un Ω^- , les figures III.2 et III.3 permettent de relier la topologie de la désintégration aux éléments actifs de la détection.

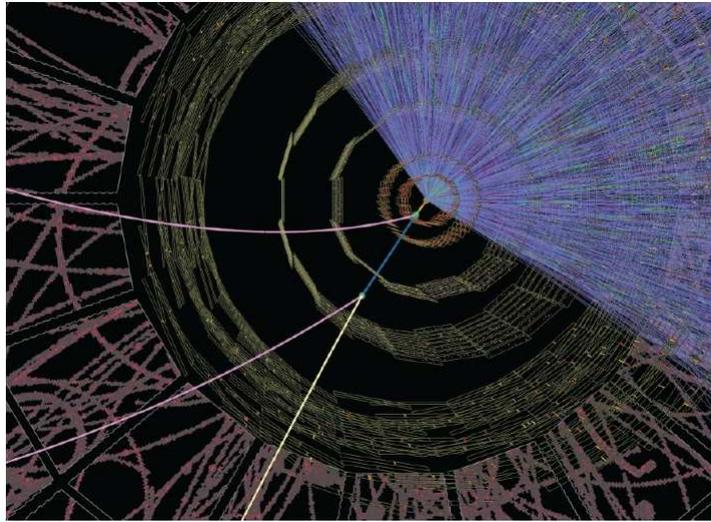


FIGURE III.2 – Visualisation de la décroissance d'une particule $\Xi^- (dss)$ lors d'une simulation de collision Pb–Pb dans le détecteur ALICE ([ALI06], p.1303). La partie supérieure droite de la figure illustre la densité de traces caractéristique d'un environnement A–A. La trajectoire du Ξ^- correspond au court trait multicolore proche du centre de la collision.

Dans la partie inférieure gauche de la Fig. III.2 – la partie qui est exempte de toutes les traces “superflues” de l'événement – on peut voir chacune des composantes successives de la cascade : ($\Xi^- \rightarrow \pi^- + [\Lambda \rightarrow \pi^- + p]$). La visualisation est ici celle d'un événement simulé, pour lequel nous avons une connaissance complète des choses (“vérité” Monte Carlo). Cependant, dans la réalité, la reconstruction n'étant qu'un échantillonnage des trajectoires, on ne peut avoir accès à une information aussi complète.

Tout d'abord, on ne peut pas détecter le Ξ^- ou le Ω^- lui-même : le baryon multi-étrange présente un $c.\tau$ trop faible pour pouvoir *systématiquement* atteindre les premières couches de l'ITS ($c.\tau$ de 4.91 cm pour les Ξ^- et de 2.461 cm pour les Ω^- , à comparer par exemple aux positions des couches du

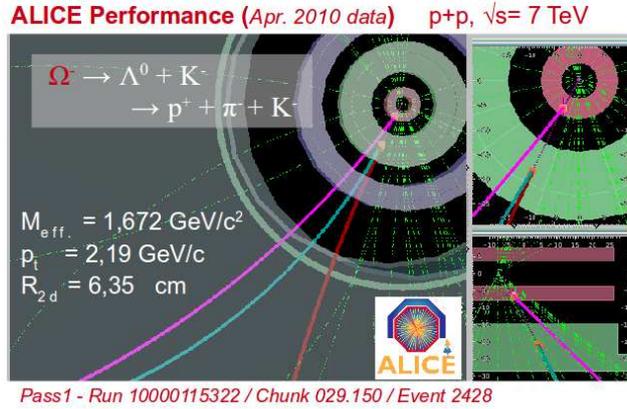


FIGURE III.3 – Visualisation de la décroissance d’une probable particule $\Omega^- (dss)$ lors d’une collision réelle pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV dans le détecteur ALICE [MftAC10a].

SPD, respectivement à 4 et 7 cm)⁸.

Par ailleurs, le Λ étant une particule neutre, il ne laisse pas de dépôt de charges dans les détecteurs. Au final, on ne peut espérer détecter de la cascade que les produits *chargés* issus de la désintégration : le pion ou le kaon célibataire et le couple chargé constituant le V0.

III.B-3 Les principes de la reconstruction topologique

L’enjeu de la reconstruction va consister à former des traces à partir des dépôts de charges laissés dans les détecteurs puis à reconstruire un Λ ($\bar{\Lambda}$) (à partir des candidats V0), associer ce dernier à une trace célibataire, pour, au final, obtenir des candidats *cascade*. On parle alors de reconstruction *topologique*, car le cœur de cette association va essentiellement reposer sur des critères spatiaux : il s’agit de mettre en correspondance des traces hélicoïdales qui sont compatibles dans l’espace pour former une cascade.

Nous allons détailler ici les principes de cette reconstruction ([ALI06], section 5.1.7 / [Kuh05], chap. 2, section 2.2). La figure III.4 regroupe les différentes sélections-clés correspondantes.

III.B-3.i L’aval de la cascade : constitution d’un candidat V0

On suppose que le *tracking* est déjà fait, c’est-à-dire que l’on dispose de l’ensemble des traces reconstruites à partir des dépôts de charges laissés dans les différents détecteurs.

8. On peut remarquer que ces distances de vol depuis le vertex primaire sont faibles, mais elles doivent être relativisées à l’aune des distances de vol usuelles d’autres particules auxquelles on peut s’intéresser : dans le cas du méson charmé $D^0(c\bar{u})$, par exemple, le $c\tau$ vaut $122.9 \mu\text{m}$ [N⁺10].

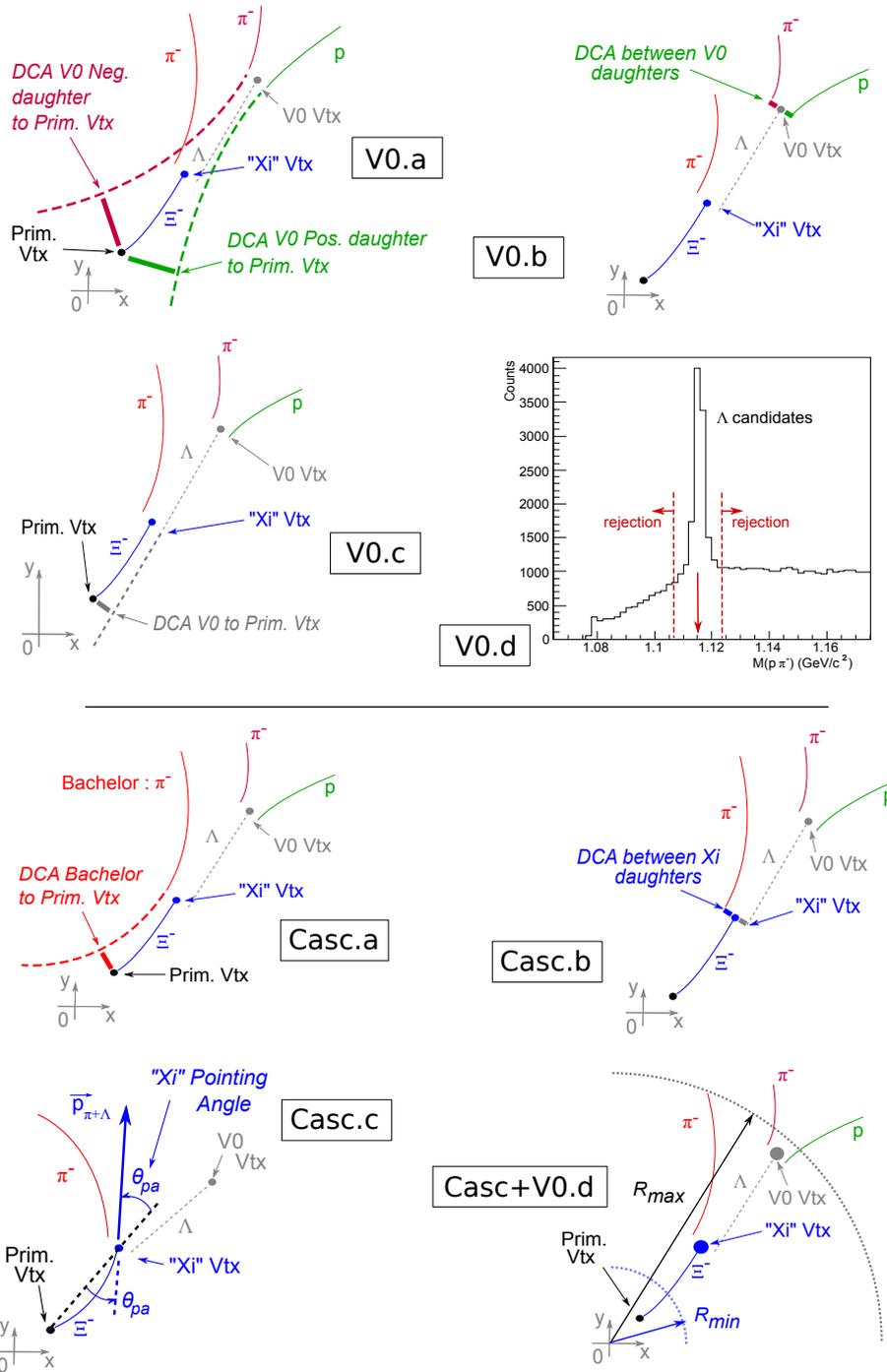


FIGURE III.4 – Schémas expliquant les différentes sélections à appliquer pour la reconstruction des V0 puis des cascades.

La procédure démarre alors le plus en aval de la cascade, par la formation d'un V0. On cherche dans un premier temps des traces *secondaires*, c'est-à-dire qui ne proviennent pas du point d'interaction primaire; cela est fait en s'assurant que la *distance de plus courte approche*, DCA entre la trace considérée et le vertex primaire reste supérieure à une distance jugée critique (Fig. III.4, V0.a).

Il faut alors associer à chacune de ces traces secondaires toute trace secondaire de signe opposé. On ne retient des couples ainsi formés que ceux caractérisés par une faible DCA entre les deux traces⁹ : on cherche à grouper deux par deux les traces potentiellement issues d'un même vertex secondaire. (Fig. III.4, V0.b). On positionne alors un vertex secondaire sur la droite correspondant à la DCA précédente en tenant compte de la qualité de reconstruction des traces. À ce stade, on dispose de candidats V0.

III.B-3.ii L'amont de la cascade : association Λ 2^{dr} /célibataire

Pour la reconstruction de Ξ^{\pm} ou de Ω^{\pm} , cela passera nécessairement par un V0 secondaire qui, au demeurant, doit être¹⁰ un Λ (ou un $\bar{\Lambda}$). À partir des candidats V0, il faut donc exclure les V0 qui pourraient provenir directement du vertex primaire et s'assurer que les candidats V0 restants ne sont pas des π^0 , des K_S^0 ou plus simplement du bruit de fond combinatoire¹¹.

Pour cela, il faut tout d'abord définir ce que l'on appelle la direction de "pointage" des candidats V0. Les deux traces filles du V0 sont extrapolées jusqu'au point où a été trouvée leur DCA; on somme leur impulsion respective en ce point pour obtenir l'impulsion associée au V0 (conservation de l'impulsion au vertex). Cette impulsion résultante définit au passage la direction dans laquelle pointe le V0 à hauteur de son vertex de désintégration, c'est la direction de "pointage". La direction trouvée correspond à la trajectoire rectiligne de la particule¹². À partir de cette direction, on peut éliminer les V0 caractérisés par une DCA au vertex primaire trop faible et ne garder ainsi que les V0 *a priori* secondaires (Fig. III.4, V0.c).

On calcule alors la masse invariante relativiste de chaque V0 retenu, en faisant l'hypothèse d'un Λ ou d'un $\bar{\Lambda}$. Dans le cas d'un véritable Λ ,

9. Il faut bien réaliser ici qu'il ne s'agit pas, comme dans le cas d'une DCA au vertex primaire, de la distance minimale d'une trace (hélice) à un point, mais de la distance minimale qui sépare deux traces, soit une minimisation de distance en trois dimensions entre deux hélices.

10. On fera par la suite un abus de langage. La mention "V0" fera référence soit au couple de deux traces filles, soit à la particule mère d'où ces dernières proviennent.

11. Sur le bruit combinatoire, voir plus loin la section III.C-2.

12. Si le V0 correspond à une véritable particule, il s'agit toujours d'une particule neutre, insensible au champ magnétique.

l'équation Eq. (III.1) est vérifiée. En pratique ici, il s'agit de calculer une masse effective en suivant l'équation Eq. (III.2) où la mesure expérimentale des différentes impulsions est exploitée (Eq. (III.3)). Faire l'hypothèse d'un Λ consiste concrètement à faire des hypothèses de masse sur les deux filles V0 : la fille chargée négativement est un π^- et la fille chargée positivement, un proton (Eq. (III.4)). Inversement, dans l'hypothèse d'un $\bar{\Lambda}$, on suppose que la fille du V0 chargée négativement est un anti-proton et la fille chargée positivement, un π^+ .

$$M_{thq}^2(\Lambda) = (E_{\pi^-} + E_p)^2 - (\vec{p}_{\pi^-} + \vec{p}_p)^2 \quad (\text{III.1})$$

$$M_{candidat}^2(\Lambda) = (E_{neg} + E_{pos})^2 - (\vec{p}_{neg} + \vec{p}_{pos})^2 \quad (\text{III.2})$$

$$= \left(\sqrt{m_{neg}^2 + \vec{p}_{neg}^2} + \sqrt{m_{pos}^2 + \vec{p}_{pos}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{neg} + \vec{p}_{pos})^2 \quad (\text{III.3})$$

$$= \left(\sqrt{m_{\pi^-}^2 + \vec{p}_{neg}^2} + \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_{pos}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{neg} + \vec{p}_{pos})^2 \quad (\text{III.4})$$

Au final, on ne garde des V0, candidats Λ , que ceux qui se trouvent dans une fenêtre de masse restreinte autour de la masse nominale $m_0 = 1115.68 \text{ MeV}/c^2$ du Λ (Fig. III.4, V0.d). La résolution en impulsion transverse des particules filles du V0 impose typiquement une fenêtre de l'ordre de la dizaine de MeV/c^2 .

De façon similaire à ce qui a été fait pour construire le V0, il va s'agir, plus en amont dans la cascade, d'associer chacun de ces candidats Λ à toute trace validée comme *secondaire*¹³ (Fig. III.4, Casc.a). Ceci correspond à l'association d'un V0 avec un *célibataire* pour former un *candidat cascade*. Toute association dotée d'une DCA (droite-hélice, ici) trop importante est rejetée (Fig. III.4, Casc.b). Une sélection est faite sur l'angle de pointage du candidat cascade, comprenez sur l'angle entre la direction de pointage du candidat et l'axe de référence qui relie le vertex primaire au vertex de désintégration du candidat. Cet angle est restreint aux petits angles ($< 10\text{-}15^\circ$), pour valider le candidat cascade comme étant primaire (Fig. III.4, Casc.c).

III.B-3.iii La zone fiduciaire et condition de causalité

Un dernier critère topologique est enfin exigé quant à la position transversale des vertex de désintégration du candidat cascade et du Λ . Ces deux vertex doivent être compris dans un volume dit *fiduciaire*, soit dans une région du plan transverse que l'on a définie comme une zone de confiance (Fig. III.4, Casc+V0.d).

13. exception faite des deux traces qui font le Λ ...

Aux faibles rayons transverses, le bruit de fond combinatoire devient dominant par rapport au signal recherché. À l'inverse, la probabilité pour un Ξ (*a fortiori* pour un Ω) d'atteindre de grandes distances avant désintégration devient très faible. Par exemple, une distance de l'ordre du rayon interne de la TPC (≈ 85 cm) correspond approximativement à $17 c.\tau_{\Xi}$ ($34 c.\tau_{\Omega}$).

Par ailleurs, une sélection est appliquée sur le positionnement relatif des vertex : pour des raisons de causalité, il faut que le vertex de désintégration de Λ reconstruit soit situé en aval du vertex de désintégration des Ξ ou Ω , soit à plus grande distance radiale de l'interaction primaire.

III.B-3.iv Calcul de masse invariante des candidats Ξ^{\pm} et Ω^{\pm}

Chaque triplet de traces qui satisfait les sélections précédentes constitue un candidat cascade. À ce stade, il ne s'agit que de *candidats*, au sens où rien n'a encore été fait pour distinguer les pseudo-cascades (bruit de fond) des véritables signaux recherchés (Ξ^{\pm} , Ω^{\pm}). Afin d'établir au mieux cette distinction bruit-signal, on peut pour chaque candidat faire un nouveau calcul de masse invariante.

Pour cela, on commence par séparer le lot de candidats en deux sous-ensembles, suivant la charge électrique de la particule célibataire¹⁴. On dispose alors de candidats *négatifs* (candidats Ξ^- et Ω^-) et de candidats *positifs* (candidats Ξ^+ et Ω^+). Pour chaque candidat, on peut alors faire deux calculs de masse invariante, suivant l'hypothèse d'un candidat Ξ – Eq. (III.7) – ou suivant l'hypothèse Ω – Eq. (III.8).

$$M_{\text{candidat}}^2(\text{casc.}) = (E_{V0} + E_{\text{bach}})^2 - (\vec{p}_{V0} + \vec{p}_{\text{bach}})^2 \quad (\text{III.5})$$

$$= \left(\sqrt{m_{V0}^2 + \vec{p}_{V0}^2} + \sqrt{m_{\text{bach}}^2 + \vec{p}_{\text{bach}}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{V0} + \vec{p}_{\text{bach}})^2 \quad (\text{III.6})$$

$$M_{\text{candidat}}^2(\Xi^-) = \left(\sqrt{m_{\Lambda}^2 + \vec{p}_{V0}^2} + \sqrt{m_{\pi^-}^2 + \vec{p}_{\text{bach}}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{V0} + \vec{p}_{\text{bach}})^2 \quad (\text{III.7})$$

$$M_{\text{candidat}}^2(\Omega^-) = \left(\sqrt{m_{\Lambda}^2 + \vec{p}_{V0}^2} + \sqrt{m_{K^-}^2 + \vec{p}_{\text{bach}}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{V0} + \vec{p}_{\text{bach}})^2 \quad (\text{III.8})$$

- avec :
- $\vec{p}_{V0} = \vec{p}_{\text{neg}} + \vec{p}_{\text{pos}}$
 - $\vec{p}_{\text{neg}}, \vec{p}_{\text{pos}}, \vec{p}_{\text{bach}}$, impulsions mesurées
 - $m_{\Lambda} = m_{\Lambda}(\text{PDG}) = 1115.68 \text{ GeV}/c^2$

Notons que la valeur de masse reconstruite expérimentalement pour le Λ (Eq. III.4) n'est pas retenue ici mais directement échangée avec la masse nominale donnée par le Particle Data Group (cf. Tab. III.1). Cela demeure

14. Soit, suivant le signe de la courbure de la trace correspondante.

valide dans la mesure où l'on sait avec une bonne certitude que le V0 est un Λ (cf. sélection dans une fenêtre de masse, Par. III.B-3.ii). De la sorte, on limite la dégradation expérimentale sur la résolution de la masse invariante des Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} .

Au final, il en découle alors pour chaque lot de cascades des distributions de masse invariante, comme illustrées par les figures III.5 et III.6, obtenues respectivement pour les candidats Ξ^+ et Ω^- , dans des collisions pp à 7 TeV. On observe l'apparition du signal sous la forme d'un pic de population, émergeant plus ou moins clairement au dessus du bruit et dont la valeur la plus probable correspond, pour chaque espèce, à la valeur de masse donnée dans le Tab. III.1.

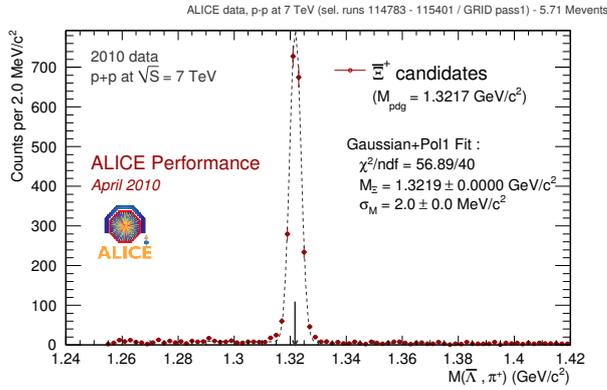


FIGURE III.5 – Masse invariante des candidats cascades, de charge électrique positive, avec l'hypothèse de masse Ξ^+ [MftAc10b].

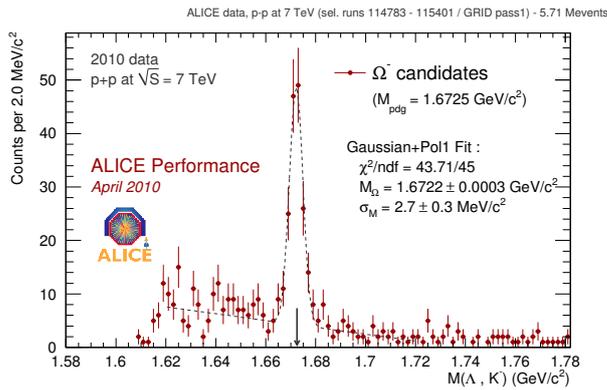


FIGURE III.6 – Masse invariante des candidats cascades, de charge électrique négative, avec l'hypothèse de masse Ω^- [MftAc10b].

III.C Quelques mots sur le(s) contexte(s) de la reconstruction

III.C-1 Les cascades dans les environnements pp et Pb–Pb

Avant de clore ce chapitre, il faut revenir sur l’environnement dans lequel ces identifications doivent être faites.

Il a été mentionné plus haut que... “les figures III.2 et III.3 permettent de situer la topologie de la désintégration par rapport aux éléments actifs de détection” ... Au delà de l’aspect détecteur, ces visualisations permettent également de replacer les cascades au sein d’un événement physique produit par une collision. Le coin supérieur droit de la figure III.2 donne l’allure typique d’un environnement Pb–Pb, dans lequel il faut isoler chaque cascade. Cela est à comparer avec le nombre de traces en pp présentes sur la figure III.3 (en pointillés verts). En termes chiffrés, la densité de particules chargées $dN_{\text{ch}}/d\eta$ à rapidité centrale atteint les quelque 1600 traces dans les collisions Pb–Pb les plus centrales à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ TeV [ALI10b], quantité à comparer avec les densités $dN_{\text{ch}}/d\eta$ obtenues en pp, allant de 3 à 6 pour des énergies \sqrt{s} de 900 GeV à 7 TeV [ALI10c, ALI10d, ATL10, CMS10].

Aussi, les sélections topologiques des cascades doivent être adaptées à chaque environnement. ALICE étant conçue pour faire face à de fortes multiplicités, les efficacités de *détection* et de *tracking* sont peu dépendantes de la multiplicité [ALI08]. L’environnement physique de la collision demeure donc à l’origine des limitations essentielles des analyses multi-étranges : un bruit plus important dans l’environnement *ions lourds* (explosion du nombre de candidats), et une moins bonne précision sur la position du vertex primaire dans l’environnement *proton* (résolution en pp $\approx 150 \mu\text{m}$ et Pb–Pb $\approx 50 \mu\text{m}$), impliquant des biais potentiels sur les DCA, les angles de pointage au vertex primaire... ([ALI08], section 8.1.1).

III.C-2 Efficacité de reconstruction contre pureté du signal ?

Le *bruit de fond combinatoire* des cascades est à l’origine de l’essentiel des mauvais candidats. Ce bruit correspond à la formation fortuite de candidats cascades. L’association de traces n’est alors pas le fruit de particules physiques (Ξ^+ , Ω^- , ...) mais celui d’une coïncidence fortuite dans l’espace ; des traces sans lien apparent satisfont les sélections de l’algorithme d’identification.

Selon l’analyse “cascade” poursuivie, il peut y avoir un compromis à trouver entre efficacité de reconstruction et pureté du signal, la statistique du signal étant directement mise en balance par ces aspects, pour l’essentiel, antagonistes. Une analyse concentrée sur les spectres des cascades $d^2N/dp_T dy$ peut s’affranchir du bruit de fond (soustraction du signal), par exemple ;

elle cherchera plutôt à obtenir un signal d'amplitude maximale et mettra donc l'accent sur l'efficacité. À l'inverse, des analyses comme celle du flot elliptique v_2 ou des corrélations angulaires azimutales demandent un signal faiblement contaminé (rapport signal à bruit élevé) ; il est alors préférable de se tourner vers un échantillon épuré de cascades.

– Chapitre IV –

Analyse des baryons Ξ dans les collisions pp à 900 GeV

Physics is best done in a hostile environment.

Victor Weisskopf, cité dans [DR03]

(Version 1.3)

Contenu

IV.A Lot de données et programmes d'analyse	87
IV.A-1 Lot de données	87
IV.A-2 Codes d'analyse	88
IV.B Spectre à 3 bins en p_T	89
IV.B-1 Principes de construction d'un spectre	89
IV.B-2 Sélections autour du vertex primaire	90
IV.B-2.i Coupure sur la cote z du meilleur vertex	91
IV.B-2.ii Sélection fondée sur la nature du vertex (rejet du vertex TPC)	92
IV.B-3 Sélections autour des traces	92
IV.B-3.i Choix de la qualité des traces filles	92
IV.B-3.ii Usage du PID de la TPC	93
IV.B-4 Sélections topologiques	94
IV.B-5 Extraction du signal : principes et résultats	97
IV.B-6 Calcul de l'efficacité de reconstruction	99
IV.B-6.i Définition de l'efficacité	99

IV.B-6.ii	Plage en rapidité, Δy ?	101
IV.B-7	Derniers aspects du spectre corrigé $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy$	102
IV.B-7.i	Normalisation, N_{evt}	102
IV.B-7.ii	Spectre en $d^2N/dp_T dy$ ou $1/p_T d^2N/dp_T dy$?	103
IV.C	Études systématiques et incertitudes associées	104
IV.C-1	Comparaison entre les distributions réelles et MC des variables de sélection	105
IV.C-2	Systématiques : sélections topologiques	107
IV.C-2.i	Définir les variations topologiques	108
IV.C-2.ii	Retenir les déviations qui sont “statistiquement significatives” (Barlow)	109
IV.C-2.iii	Construire la matrice de corrélation entre sélections topologiques	111
IV.C-3	Systématiques : extraction du signal	112
IV.C-4	Systématiques : nombre de clusters TPC des traces filles	114
IV.C-5	Systématiques : dE/dx dans la TPC	115
IV.C-6	Systématiques : budget de matière	116
IV.C-7	Systématiques : section efficace des \bar{p}	117
IV.C-8	Systématiques : sélections d’événements et normalisation	118
IV.C-9	Systématiques : synopsis des incertitudes	119
IV.D	Extraction du dN/dy et $\langle p_T \rangle$	119
IV.D-1	Extraction du dN/dy , mesure et extrapolations	119
IV.D-1.i	Enjeu de l’extrapolation à bas p_T	119
IV.D-1.ii	Ajuster une fonction à 3 paramètres... sur 3 points	121
IV.D-2	Ajustement : synopsis	123
IV.E	Comparaison aux données 2010 à 900 GeV	123

“L’hostilité de l’environnement”, pour reprendre l’expression de Weiskopf, se résume ici à un chiffre, celui du nombre d’événements exploités pour cette première analyse de données : 251×10^3 événements à 900 GeV définissent somme toute un lot assez “exigu” pour extraire un taux de production de Ξ^- .

Les particules Ξ^- à l’intérieur de ce petit lot de données sont l’objet de la première analyse de cascades réelles dans l’expérience ALICE [ALI11b]. Elles sont également l’objet du présent chapitre. Concrètement, il s’agit ici de présenter la mise en œuvre de l’analyse suivante :

- l’extraction du spectre en p_T , $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy = f(p_T)$,

- accompagné du taux de production par événement et par unité de rapidité, intégré en p_T , $1/N_{\text{evt}} \cdot dN/dy$ (the *yield*),
- pour les $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$, pris ensemble,
- dans les données pp Minimum Bias à 900 GeV,
- aux rapidités centrales $|y(\bar{\Xi}^{\pm})| < 0.8$.

Le texte qui suit nous permettra de poser de manière quasi exhaustive les éléments et les articulations de cette étude : (1) sélection d'événements (2) définition des sélections topologiques adaptées à l'analyse, (3) extraction du signal au-dessus du bruit de fond, (4) évaluation des efficacités, (5) normalisation du spectre corrigé, (6) évaluation des incertitudes systématiques dominantes (7) ajustement du spectre (8) extrapolation aux régions non mesurées et extraction du taux de production par événement, (9) extraction du p_T moyen.

Au passage, ce chapitre sera aussi l'occasion d'insister sur les bases communes à l'étude à 900 GeV et les analyses à 7 TeV, qui seront exposées dans le chapitre suivant (Chap. V).

IV.A Lot de données et programmes d'analyse

IV.A-1 Lot de données

En novembre-décembre 2009, le LHC prenait ses toutes premières données, des collisions pp à $\sqrt{s} = 900$ GeV (voir Tab. II.2 du paragraphe II.A-2.iii). Cette énergie de collision de 900 GeV correspond en fait à deux fois l'énergie d'injection dans le LHC à partir du SPS, soit 2×450 GeV (voir Fig. II.2). Dans cette période de démarrage, l'objectif pour les responsables de la machine était alors de maîtriser la production et la stabilisation des faisceaux, phase de développement nécessaire, préalable à toute montée en énergie.

Quatre paquets de faible intensité constituaient chacun des faisceaux de protons. Plus précisément, il s'agissait d'environ 10^9 protons par paquet, donnant au final une luminosité instantanée de l'ordre de $10^{26} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Deux paires de paquets étaient effectivement mises en collisions au point d'interaction ALICE. Dans de telles conditions, le taux d'interactions multiples pp au sein d'un même croisement de paquets ou d'un croisement au suivant (*event pile-up*) est négligeable (voir section V.A-2).

Le taux d'acquisition d'événements pendant cette période de démarrage était naturellement bien en deçà du régime nominal anticipé lors de la conception de l'expérience et ne s'élevait qu'à 10 Hz environ. L'acquisition d'ALICE était déclenchée pour des collisions pp *a priori* inélastiques. Ce déclenchement (*trigger*) exige la coïncidence de deux conditions :

1. un signal de croisement de paquets délivré par le LHC, en accord avec les informations des deux moniteurs en position des faisceaux (*beam pick-up monitors*, BPTX¹), situés de part et d'autre du point de collision ALICE ;
2. le déclenchement *Minimum Bias* (MB) de l'expérience ALICE, issu de la combinaison des signaux des détecteurs SPD et VZERO ; ici, la configuration MB_{OR} a été utilisée : au moins un des déclenchements VZERO ou SPD est activé (voir [ALI10c], pour plus de détails sur le trigger MB).

Les 20 runs retenus pour l'analyse ont été choisis en accord avec d'autres analyses (K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ et $\phi(1020)$), pour la préparation de l'article [ALI11b]. Les runs ont en commun la présence opérationnelle de l'ITS et de la TPC et sont caractérisés par une bonne qualité de données : détecteurs stables, faible bruit de fond des faisceaux, ... (voir le tableau synoptique sur MonAlisa [ALI11d], période de données : LHC09d).

Les événements effectivement utilisés pour l'analyse sont ceux issus du quatrième cycle de reconstruction, chaque cycle ayant apporté sa part d'améliorations. Cette quatrième itération est celle où de bonnes performances ont été atteintes pour le tracking global : l'étalonnage de la TPC et de l'ITS est sous contrôle ; la fraction de traces reconstruites comme deux traces (*track splitting*) est réduite de manière significative ; l'information PID est paramétrée, ...

Les productions Monte Carlo exploitées pour les corrections d'efficacité sont des productions PHOJET [ERR95] et PYTHIA [SLM01] (version 6.2, tune D6T), attachées à ce cycle de reconstruction. Chaque production MC compte près de 2×10^6 événements simulés. Comme l'atteste le Tab. IV.1, les données réelles comme MC sont simulées et/ou reconstruites avec la même suite logicielle "Root+AliRoot+Geant3" ; cette cohérence logicielle est importante, d'autant plus dans une phase de démarrage d'expérience, période durant laquelle l'environnement *offline* peut évoluer rapidement.

Quelques détails supplémentaires sur les caractéristiques des données peuvent être trouvés sur la page Twiki de l'analyse, section I [Mai10].

IV.A-2 Codes d'analyse

Le code de traitement sur lequel s'appuie l'analyse est écrit en C++, compatible avec la Grille et l'environnement d'analyse d'AliRoot. Il est rendu disponible à la collaboration via un gestionnaire de version, SVN [ALI11c]. Le code repose, pour l'essentiel, sur trois classes : une classe de sélection d'événements, commune à la plupart des analyses, développée par plusieurs

1. voir [OP10] et [EB08], section 8.1

<i>Cycle</i>	Id.	Root	AliRoot	Geant3
données 2009	LHC09d Pass 4 / ESD	v5-26-00a-1	v4-18-Rev-02	–
PYTHIA D6T PHOJET	LHC10a8 et a12 LHC10a14	v5-26-00a-1 v5-26-00a-1	v4-18-Rev-02 v4-18-Rev-02	v1-11-8 v1-11-8

TABLE IV.1 – Cycle de production exploité pour l’analyse de données à $\sqrt{s} = 900$ GeV, avec les différentes versions des logiciels ALICE utilisés pour la reconstruction et/ou la simulation.

experts au CERN, et deux classes d’analyse développées spécifiquement pour l’étude des baryons multi-étranges.

AliPhysicsSelectionTask : code en charge de la sélection des triggers, rejet des événements type bruit de fond, sur la base des informations dispensées par les détecteurs rapides (BPTX, SPD, VZERO essentiellement) [GOF0]

AliAnalysisTaskCheckCascade : code dédié aux données reconstruites, réelles ou MC, essentiellement au format ESD (≈ 4000 lignes) [Mai11a]

AliAnalysisTaskCheckPerformanceCascade : code dédié à l’exploitation des informations Monte Carlo (efficacités notamment), exclusivement ESD (≈ 3000 lignes) [Mai11b]

À cela vient s’ajouter un certain nombre de programmes de post-traitement, nécessaires pour passer des résultats bruts issus des codes précédents aux résultats physiques finaux (projections des histogrammes à n dimensions, sélections, construction des spectres corrigés $d^2N/dp_T dy \dots$).

IV.B Spectre à 3 bins en p_t

IV.B-1 Principes de construction d’un spectre

Comme annoncé en introduction du chapitre, le but poursuivi pour cette analyse est la mesure, pour les baryons Ξ , d’un spectre $d^2N/dp_T dy = f(p_T)$. Les principes de son élaboration pratique sont mentionnés dans l’équation (IV.1) : le membre de gauche constitue l’observable que l’on veut mesurer, le membre de droite donne les quantités expérimentales qu’il faut évaluer pour obtenir le résultat poursuivi.

$$\frac{1}{N_{\text{evt}}(\text{INEL})} \frac{d^2 N_{\text{casc}}}{dp_T dy} (p_T) = \frac{\varepsilon_{\text{PhySel}}}{N_{\text{evt,PhySel}}} \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{S_{\text{casc,raw}}}{\varepsilon_{\text{reco}}} \frac{1}{\Delta p_T} \right)_{p_T \text{ bin } i} \quad (\text{IV.1})$$

avec :

- $d^2N/dp_T dy$ – taux de production différentiel, par unité d’impulsion et de rapidité,
- $N_{\text{evt}}(\text{INEL})$ – nombre d’interactions pp de type inélastique, utilisé pour la normalisation par événement²,
- $N_{\text{evt,PhySel}}$ – nombre d’événements retenus en pratique pour l’analyse, i.e. après les sélections d’événements,
- $\varepsilon_{\text{PhySel}}$ – correction d’efficacité de la sélection d’événements (prend en compte l’efficacité du déclenchement MB, les erreurs d’identification des interactions résiduelles “faisceau-gaz” que l’on rejette, l’efficacité des sélections *offline* d’événements),
- $S_{\text{casc,raw}}$ – signal brut de Ξ^- , reconstruits dans un bin de p_T donné : le nombre de bons candidats cascade qui viennent peupler le pic de masse d’une distribution en masse invariante relativiste (du type de la Fig. III.5),
- $\varepsilon_{\text{reco}}$ – efficacité de l’identification des cascades pour le même bin de p_T donné,
- Δp_T – largeur du bin en p_T considéré,
- Δy – intervalle en rapidité (des Ξ^-) sur lequel se fait l’identification des cascades.

Naturellement, la plupart de ces grandeurs expérimentales est entachée d’une certaine incertitude dont il faudra tenir compte, c’est-à-dire qu’il faudra propager au travers de l’équation Eq. IV.1.

Les paragraphes qui vont suivre aborderont un à un les différents éléments de la construction du spectre. Les incertitudes associées seront évoquées plus tard dans la section IV.C de ce chapitre.

IV.B-2 Sélections autour du vertex primaire

Dans un événement ALICE, il existe plusieurs instances du vertex primaire, dépendant de l’algorithme de reconstruction qui a pu effectivement aboutir pour l’événement considéré. On retiendra trois variantes du vertex primaire, par degré de qualité décroissante :

1. le vertex défini à l’aide des traces globales (voir Par. II.B-3.ii),
2. le vertex issu de l’intersection des tracklets SPD (voir Par. II.B-3.i),
3. le vertex positionné à l’aide des éléments de traces dans la TPC.

Par défaut, l’algorithme de reconstruction des cascades exploite le meilleur vertex disponible dans l’événement.

2. Pour les collisions inélastiques, voir plus loin le paragraphe IV.B-7.i.

IV.B-2.i Coupure sur la cote z du meilleur vertex

Une première coupure est imposée sur la position du vertex suivant l'axe z des faisceaux ; cette sélection est appliquée sur le meilleur vertex disponible. La plage autorisée est restreinte à plus ou moins 10 cm autour du centre géométrique de l'expérience. Cette coupure est justifiée par des raisons d'acceptance : elle est nécessaire pour assurer une bonne symétrie en pseudo-rapidité pour les traces reconstruites (biais en efficacité pour les traces aux bords de l'acceptance de la TPC, à $\eta \approx \pm 0,8 - 1,0$). Par opposition à la cote, aucune condition n'est véritablement requise sur la position transverse du point d'interaction, si ce n'est le positionnement à l'intérieur du tube à vide (diamètre de 3 cm) ; de fait, c'est une condition héritée des principes de reconstruction des événements (Par. II.B-3). La figure IV.1 donne les distributions en position du vertex primaire.

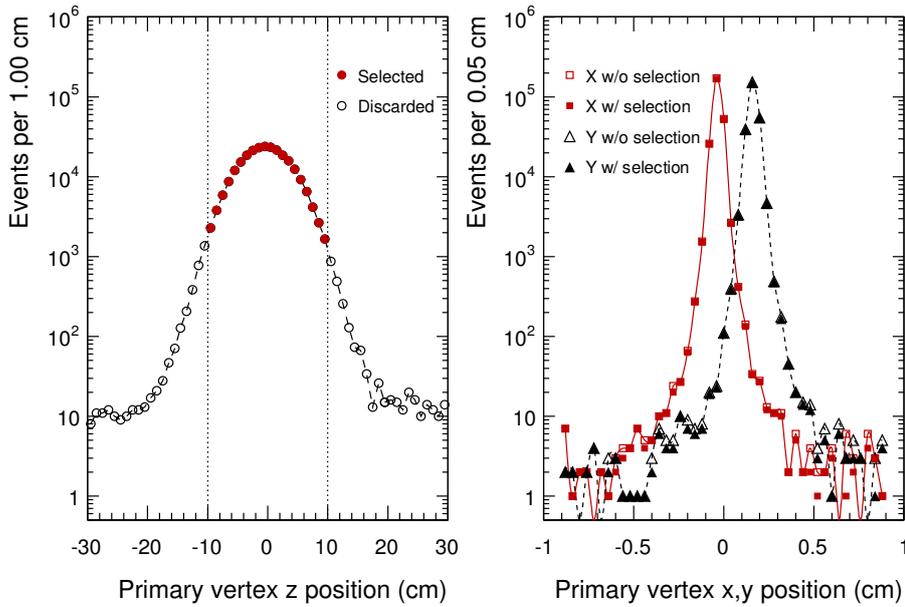


FIGURE IV.1 – Distributions en position du meilleur vertex primaire disponible, suivant les trois coordonnées cartésiennes, avec et sans coupure : $|z(\text{meilleur vtx prim.})| < 10$ cm [ALJ11b]. La cote moyenne du vertex primaire et sa dispersion sont : $\langle z \rangle = -0,40$ cm et $\text{rms}_z = 4,24$ cm. Concernant les abscisses et ordonnées, les chiffres équivalents sont : $\langle x \rangle = -0,35$ mm ($\langle y \rangle = +1,63$ mm) et $\text{rms}_x = 0,23$ mm ($\text{rms}_y = 0,27$ mm).

IV.B-2.ii *Sélection fondée sur la nature du vertex (rejet du vertex TPC)*

D'un type de vertex primaire à l'autre, l'incertitude sur la position du vertex n'est pas la même. Or, comme nous avons pu le voir dans le paragraphe II.B-3.iii, cette résolution affecte directement la fiabilité des coupures relatives aux distances de plus courte approche : dans la reconstruction des cascades, par exemple, chacune des traces filles dispose d'une coupure en DCA... D'où une attention particulière portée sur la qualité du vertex primaire.

Au niveau de l'analyse des cascades sont rejetés les événements qui ont pour meilleur vertex un vertex primaire défini par la seule TPC : ces événements présentent en effet un vertex de qualité trop faible au vu de l'objectif poursuivi. En pratique, cette coupure a un impact négligeable sur l'efficacité d'identification des cascades : un événement dans lequel un candidat cascade (signal ou bruit) est trouvé est très majoritairement un événement avec un vertex primaire défini par le tracking global (plus de 99% des cas, le dernier pour cent restant étant presque exclusivement composé d'événements avec vertex SPD) ; il y a ici un biais favorable aux cascades.

Cette sélection sur la nature du vertex est en fait appliquée par souci de cohérence avec les autres analyses de l'article [ALI11b], afin de pouvoir travailler sur une correction commune pour la normalisation aux collisions inélastiques (voir discussion sur la normalisation, Par. IV.B-7.i).

IV.B-3 *Sélections autour des traces*

IV.B-3.i *Choix de la qualité des traces filles*

Des critères de sélection sont également appliqués pour ce qui concerne la qualité des traces.

En premier lieu, chacune des traces doit disposer du bit d'activation *TPCrefit*, i.e. ses paramètres doivent avoir été déterminés avec succès en sortie de TPC dans la dernière étape du tracking, étape de lissage allant de l'extérieur vers l'intérieur (voir "troisième passage" du tracking dans le Par. II.B-3.ii et sur la Fig. II.10).

Dans ce même ordre d'idée, il est également exigé que les traces soient définies à partir d'un minimum de 80 clusters dans la TPC (sur un maximum possible de 159). Cette coupure est nécessaire pour maintenir une bonne résolution en p_T et une identification stable avec le PID en dE/dx de la TPC. Ceci exclut au passage de manière effective les traces doublons reconstruites comme deux traces (*track splitting*).

Ces coupures fondées sur les informations "TPC" des traces excluent de fait la possibilité de reconstruire des cascades à très bas p_T ($p_T(\text{casc}) \lesssim 0,6 \text{ GeV}/c$). On s'affranchit en effet ici des traces de basse impulsion ($p_T \lesssim$

0, 15 GeV/c), exclusivement reconstruites avec le seul ITS. Cependant, il faut noter que les temps de vie des Ξ^{\pm} et de leurs filles $\Lambda, \bar{\Lambda}$ sont suffisamment grands : les hyperons eux-mêmes peuvent passer plusieurs des six couches de l'ITS avant de se désintégrer (voir les distances de vol dans Tab. III.1 et les positions radiales des couches de l'ITS dans Par. II.B-2.ii). La probabilité pour la trace célibataire – *a fortiori*, pour les deux filles V0 – de laisser un dépôt de charge dans chaque couche décroît en conséquence.

C'est pour cette raison qu'aucune condition spécifique n'est imposée sur le nombre de *hits* dans l'ITS pour ces traces secondaires. On comprend au passage toute la difficulté de reconstruire des cascades avec la seule information ITS. En première approche, abandonner l'idée de reconstruire les cascades à très bas p_T apparaît donc comme un "renoncement" mesuré, d'autant plus lorsqu'il est mis en regard des garanties de qualité significatives que fournit l'information TPC, sur la résolution de l'impulsion transverse notamment³.

IV.B-3.ii Usage du PID de la TPC

Afin de mieux rejeter les "mauvais" candidats Ξ^{\pm} sans *a priori* perdre de signal, le PID de la TPC (voir Par. II.B-4) est exploité sur les traces filles des cascades et ce, à l'issue de la reconstruction topologique. Le PID permet alors en effet de rejeter une part importante des candidats bruit de fond, i.e. rejeter les triplets de traces non compatibles avec les particules filles attendues (π^{\pm} et p^{\pm} pour Ξ^{\pm}). Cet apport du PID est significatif notamment à bas p_T (casc.).

Il faut tout d'abord définir ici la paramétrisation ALEPH que l'on utilise pour décrire le PID de la TPC d'ALICE (voir [Blu98] et [Kal08], section 2.2.3). La forme générale de la paramétrisation est présentée par l'équation (IV.2) suivante :

$$dE/dx(\beta\gamma) = \frac{k_1}{\beta^{k_4}} \left(k_2 - \beta^{k_4} - \ln \left(k_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{k_5}} \right) \right) \quad (\text{IV.2})$$

Il s'agit d'une modélisation *ad hoc* des pertes d'énergie moyennes de type Bethe-Bloch (cf. Eq. (II.5)). Cette modélisation présente l'avantage de ne reposer que sur cinq paramètres libres, k_i , que l'on peut déterminer directement à partir du lot de données que l'on considère. Il faut d'ailleurs noter ici que la paramétrisation n'est pas figée : elle est différente entre le MC et

3. Naturellement, considérer l'ITS à l'exclusion de la TPC et réciproquement est un raisonnement un peu artificiel; on pourrait imaginer des solutions hybrides pour abaisser le seuil de reconstruction des cascades, comme par exemple prendre les traces V0 avec l'information TPC et autoriser des traces purement ITS pour le célibataire. Ceci est légitimement envisageable mais c'est alors au prix d'une plus grande complexité.

les données réelles (voir sous-section IV.C-5); elle est, de plus, fonction de la période de données (étalonnage de la TPC fonction de la période).

La figure IV.2 montre deux de ces paramétrisations, pour les événements pp réels et MC à 900 GeV; les lignes continues indiquent les valeurs moyennes des pertes linéiques pour les espèces en jeu dans les cascades: π^{\pm} , K^{\pm} , p^{\pm} . C'est à partir de ces lignes de référence que l'on peut isoler une certaine espèce de particules, en posant des limites à $\pm n\sigma_{\text{TPC}}$ de part et d'autre.

Pour ce qui concerne l'analyse des cascades à 900 GeV, des limites peu contraignantes sont définies, soit à $\pm 4\sigma_{\text{TPC}}$ ⁴. Elles sont appliquées respectivement pour chacune des trois traces filles des Ξ^{\pm} , sur toute la gamme en $p_{\text{T}}(\text{casc.})$. Il est ainsi exigé des candidats Ξ^{\pm} qu'ils soient définis à partir :

1. d'une trace célibataire dont le dE/dx tombe dans la bande des pions,
2. d'une trace V0 positive compatible avec l'hypothèse proton,
3. d'une trace V0 négative compatible avec l'hypothèse pion.

Pour les candidats Ξ^{\pm} , les critères sont les mêmes à l'exception de la permutation des rôles entre les deux filles V0 : la trace positive doit alors être un pion et la trace négative, un anti-proton.

En pratique, dans le cas des Ξ^{\pm} , c'est avant tout le PID sur les protons qui fournit la contribution la plus discriminante, le PID sur les pions étant limité à un impact mineur. Cela tient aux proportions relatives entre pions et protons au sein d'un événement pp standard à 900 GeV. Les protons y sont en effet en proportion moindre par rapport aux pions : $\approx 5\%$ de protons contre $\approx 85\%$ de pions présents dans le cocktail de particules produites; voir les valeurs de dN/dy dans [ALI11a].

IV.B-4 Sélections topologiques

À ce stade, ayant discuté les sélections autour du vertex primaire et autour des traces, il est nécessaire de revenir au cœur de l'analyse, à savoir la reconstruction topologique des cascades. Il faut désormais attacher des valeurs numériques aux différentes sélections présentées en III.B-3 et illustrées par la Fig. III.4, page 77. Pour l'étude qui nous occupe ici, les valeurs sont énumérées dans le tableau IV.2.

Au départ du travail d'analyse, les valeurs disponibles pour les coupures et appliquées par défaut dans la reconstruction étaient celles issues d'études antérieures à la prise de données au LHC; elles étaient fondées sur des simulations Monte Carlo pp à 14 et 10 TeV. Avec l'arrivée des premières données

4. Pour la définition de σ_{TPC} et de la résolution, voir Eq. (II.7).

5. La coupure en DCA entre les deux filles V0 n'est pas exprimée en distance absolue, contrairement aux autres coupures, mais en nombre de σ , où σ est la résolution de la DCA entre deux traces. Ceci est nécessaire pour prendre en compte la disparité de qualité entre les traces qui sont définies à partir des seuls clusters TPC et les traces de meilleure qualité bénéficiant de contraintes supplémentaires grâce à des *hits* dans l'ITS.

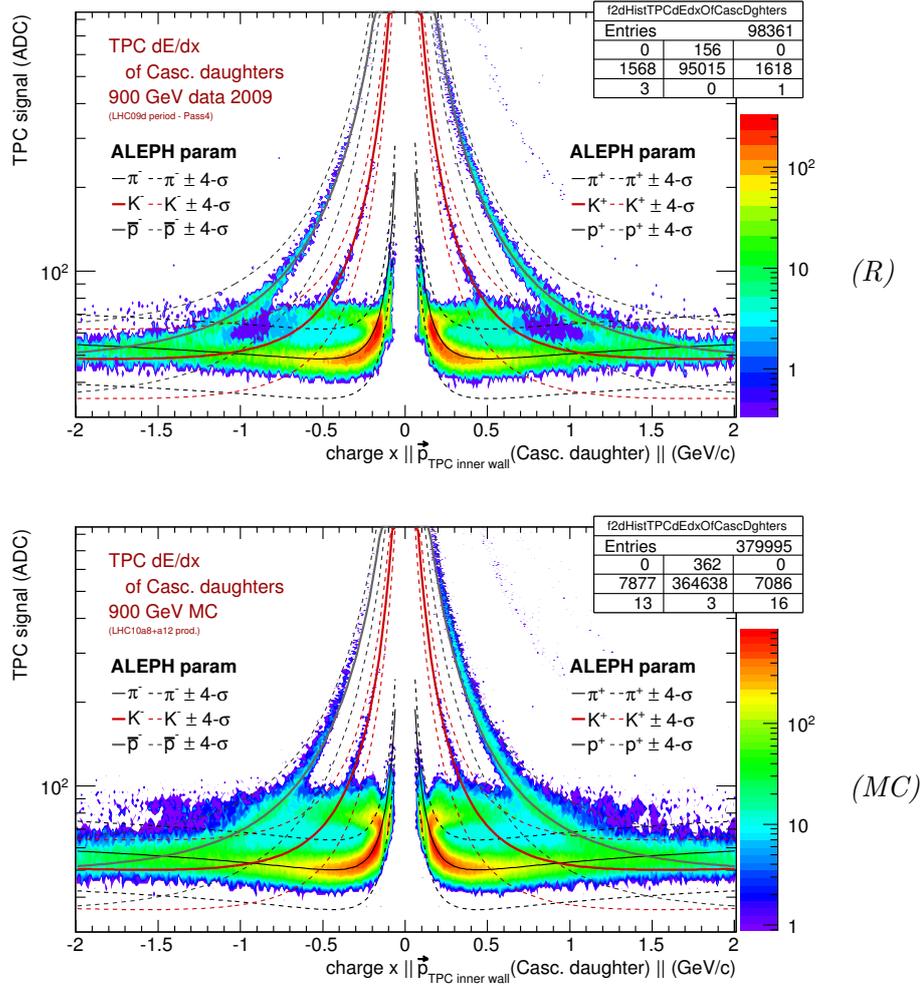


FIGURE IV.2 – Graphes de contrôle : dE/dx dans la TPC pour les particules filles des candidats cascades, accompagné de la paramétrisation ALEPH associée : (R) pour les données réelles à 900 GeV (LHC09d Pass4), (MC) pour les données MC à 900 GeV (LHC10a8,a12).

V0 vertexer – 900 GeV (<i>hyper loose sel.</i>)	
DCA (neg/Prim. Vtx)	> 0.01 cm
DCA (pos/Prim. Vtx)	> 0.01 cm
DCA (pos/neg)	< 3.0 σ ⁵
cos (V0 pointing angle)	> 0.97
R_T (V0 decay vertex)	0.2 < R_T < 100 cm
Casc. vertexer – 900 GeV (<i>hyper loose sel.</i>)	
M (V0)	$M_{pdg}(\Lambda)_{-5.7 \text{ GeV}/c^2}^{+6.3 \text{ GeV}/c^2} = 1.110 - 1.122 \text{ GeV}/c^2$
DCA (V0/Prim. Vtx)	> 0.001 cm
DCA (bach./Prim. Vtx)	> 0.01 cm
DCA (bach./V0)	< 3.0 cm
cos (casc. pointing angle)	> 0.85
R_T (casc. decay vertex)	0.2 < R_T < 100 cm

TABLE IV.2 – Ensemble des sélections topologiques utilisées par les *vertexers* V0 [Ali11f] et Cascade [Ali11e], dans l’optique de la reconstruction des cascades Ξ^{\pm} dans les données pp ALICE à 900 GeV. Pour un événement pp des données 2009 à $\sqrt{s} = 900$ GeV, qui contient une cascade, la résolution sur le vertex primaire est d’environ $120 \mu\text{m} = 0,012$ cm en moyenne, et peut s’améliorer jusqu’à $85 \mu\text{m} = 0,0085$ cm pour les événements les plus riches en traces.

pp, à 900 GeV, il a fallu revoir les sélections ; *a posteriori*, il s’est avéré que les propositions par défaut étaient trop resserrées. Le jeu des coupures proposées ici est l’aboutissement de relâchements successifs et est défini pour maximiser l’efficacité de reconstruction en priorité sur la pureté du signal. La faible quantité de données pp à 900 GeV autorise et impose ce choix (le nombre de candidats bruit de fond ne peut pas véritablement augmenter exponentiellement ; il faut recouvrir un maximum de signal en vue de la construction du spectre). D’où des coupures particulièrement lâches, pouvant aller jusqu’à annuler pour ainsi dire l’impact de certaines sélections (ex : DCA du V0 au vertex primaire).

À noter : aucune différence n’est faite en termes de coupures entre la reconstruction des candidats Ξ^- et Ξ^+ . Les premières sélections qui seraient *a priori* concernées, à savoir les DCA (neg/Prim. Vtx) et DCA (pos/Prim. Vtx), sont ici suffisamment peu contraignantes pour absorber les différences de DCA entre les protons et les pions (DCA au vertex primaire plus petite dans le cas des protons, pour une valeur de p_T donnée, en raison de leur masse environ sept fois plus élevée que celle des pions). Ceci est illustré sur

la figure IV.3.

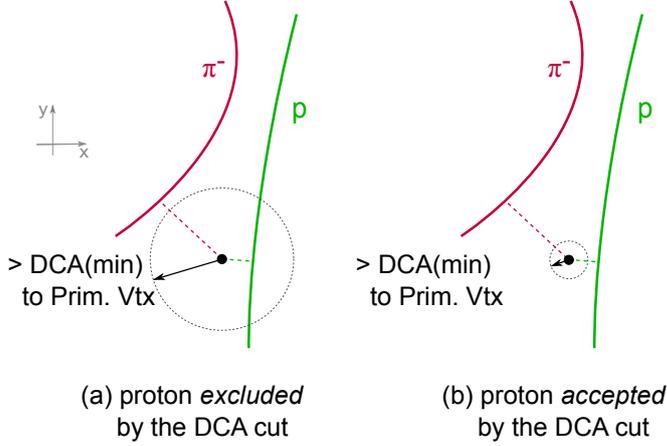


FIGURE IV.3 – Illustration type de la différence de DCA au vertex primaire entre un pion et un proton.

IV.B-5 Extraction du signal : principes et résultats

Une fois la reconstruction topologique mise en place, on calcule une distribution de masse invariante, comme détaillée au Par. III.B-3.iv. La somme de tous les candidats Ξ^- et Ξ^+ reconstruits se distribue suivant la figure IV.4.

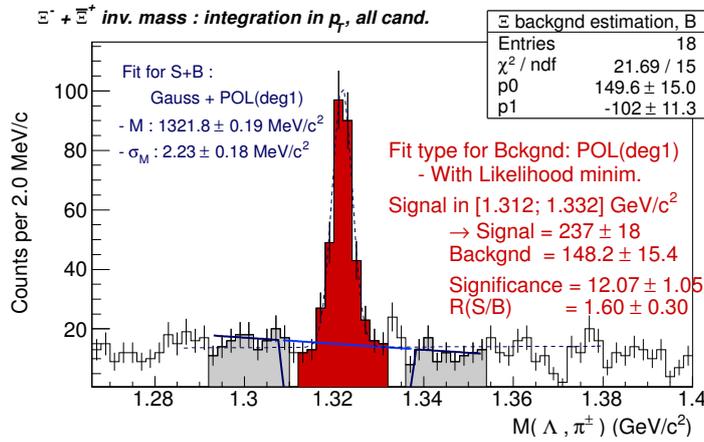


FIGURE IV.4 – Illustration de l'extraction du signal. Cas de la distribution de masse invariante intégrée en p_T des candidats ($\Xi^- + \Xi^+$) dans les données pp à 900 GeV. La courbe en pointillés montre le résultat d'un *premier* ajustement, visant à déterminer la position moyenne du signal, ainsi que sa résolution (cf. informations de la coin supérieur gauche). La zone grisée représente la plage de masse invariante sur laquelle le bruit de fond est échantillonné ; la zone rouge délimite la plage contenant le signal.

Cette figure illustre par ailleurs les principes de l'extraction du signal. L'objectif est d'extraire la quantité de signal au dessus du bruit de fond. Cette opération suit l'équation (IV.3) :

$$S_{casc,raw} = (S + B)_{\text{comptabilisé}} - B_{\text{interpolé}} \quad (\text{IV.3})$$

La mise en œuvre de cette soustraction demande une évaluation du bruit sous le pic de masse. Une stratégie d'évaluation du signal fondée sur deux ajustements est mise en place, elle présente l'avantage de s'affranchir de toute hypothèse quant à la forme du signal. Elle se déroule en trois temps :

1. *position moyenne et largeur du pic de masse* : le signal est ajusté une première fois conjointement au bruit de fond (S+B). La fonction utilisée pour cet ajustement est la somme d'une gaussienne (modélisation du signal) et d'un polynôme de degré 1 (modélisation du bruit). Bien que le signal ne soit pas purement gaussien, cet ajustement permet d'obtenir une estimation raisonnable de la position moyenne, M_{pic} , et de la largeur σ_{pic} du pic de masse (paramètres dans le coin supérieur gauche de Fig. IV.4). Ces deux valeurs sont utilisées à l'étape suivante pour délimiter les zones de signal et de bruit. Il est important de ne pas fixer la position moyenne à la masse nominale [N+10], de même de ne pas arrêter la largeur du pic à une valeur fixe ($\pm 8 \text{ MeV}/c^2$ par exemple). Ces deux paramètres évoluent en effet en fonction du bin de p_T (casc) que l'on considère, cela est dû à deux éléments : 1) les corrections liées à l'épaisseur de matière traversée par les particules, "budget de matière", appliquées durant le *tracking*, 2) une résolution en p_T qui se dégrade après $p_T \approx 1 \text{ GeV}/c$ pour chaque trace fille (voir Eq. II.2).
2. *définition des zones de signal et de bruit* : la zone de signal est positionnée entre les valeurs de masse $M_{pic} \pm 4\sigma_{pic}$ (zone rouge de la Fig. IV.4). Les deux zones d'échantillonnage du bruit de fond sont placées de part et d'autre du pic, elles démarrent respectivement à $M_{pic} + 7\sigma_{pic}$ et $M_{pic} - 6\sigma_{pic}$ et s'étendent dans chaque cas sur une plage de masse large de $7\sigma_{pic}$ (zone grisée sur Fig. IV.4). Les zones de bruit délimitées sont ainsi fonction de l'intervalle en p_T (casc) considéré. L'hypothèse que ces zones sont exemptes de signal a été contrôlée avec le Monte Carlo (c'est cette vérification qui justifie d'ailleurs l'asymétrie $+7\sigma_{pic}/-6\sigma_{pic}$).
3. *évaluation du bruit puis du signal* : les bins de bruit de fond retenus sur les côtés du pic sont alors ajustés par un polynôme de degré 1, avec une minimisation définie par l'algorithme de vraisemblance (*likelihood*). Cela nous permet d'interpoler le niveau de bruit de fond sous le pic de signal et dès lors calculer la valeur de signal $S = (S+B) - B$ sur l'ensemble de l'intervalle de signal (en rouge de la figure IV.4).

Concernant l'incertitude sur le signal, le choix a été fait d'inclure par défaut l'incertitude de l'évaluation du bruit de fond comme incertitude systématique sur le niveau de signal. Cette incertitude est ajoutée quadratiquement à l'incertitude statistique usuelle du signal, suivant l'équation :

$$\left(\sigma_S(\text{tot})\right)^2 = \sigma_S^2(\text{stat}) + \sigma_S^2(\text{syst}) \quad (\text{IV.4})$$

$$\left(\sigma_S(\text{tot})\right)^2 = (\sqrt{S})^2 + \sigma_B^2(\text{syst. from fit}) \quad (\text{IV.5})$$

$$\left(\sigma_S(\text{tot})\right)^2 = (S + B) - B + \sigma_B^2(\text{syst. from fit}) \quad (\text{IV.6})$$

On note ainsi sur la Fig. IV.4 que le signal total de $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ reconstruits pour les 251×10^3 événements est limité à 237 ± 18 cascades. C'est cet ensemble de cascades qu'il va falloir subdiviser en différents bins de p_T en vue de l'élaboration du spectre. Pour cela, un minimum de trois bins est nécessaire... L'exercice ci-dessus d'extraction du signal est alors répété pour différents bins de p_T jusqu'à converger sur un choix de *binning* acceptable (erreur statistique sur le signal limitée à 10 % sur le premier bin en p_T , 15 % sur les deux autres). La répartition du signal reconstruit suivant le binning final est montrée sur les Fig. IV.5, IV.6 et IV.7.

En supplément des valeurs de signal et de bruit, les Fig. IV.4, IV.5, IV.6 et IV.7 affichent également les valeurs calculées pour la signification $(S/\sqrt{S+B})$ et le rapport signal à bruit (S/B) . Les incertitudes qui leur sont rattachées sont issues d'une propagation d'erreurs, celle-ci étant faite à partir des incertitudes totales $(\text{stat}^2 + \text{syst}^2)$ des deux variables aléatoires qui sont estimées indépendantes : $(S+B)$ et (B) . Ce sont ces deux variables qui sont retenues et non pas (S) et (B) car $(S+B)$ et (B) sont évaluées dans deux portions distinctes de la distribution de masse invariante (corrélation limitée autant que faire se peut).

IV.B-6 Calcul de l'efficacité de reconstruction

IV.B-6.i Définition de l'efficacité

L'efficacité de reconstruction des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ est définie par l'Eq. (IV.7) comme le rapport entre les candidats reconstruits associés à la vérité MC et la totalité des cascades générées au départ du MC. L'efficacité définie comme telle est en fait le produit "efficacité×acceptance×B.R." i.e. (associés/trouvables) × (trouvables/générés dans le bon canal de désintégration) × (rapport d'embranchement).

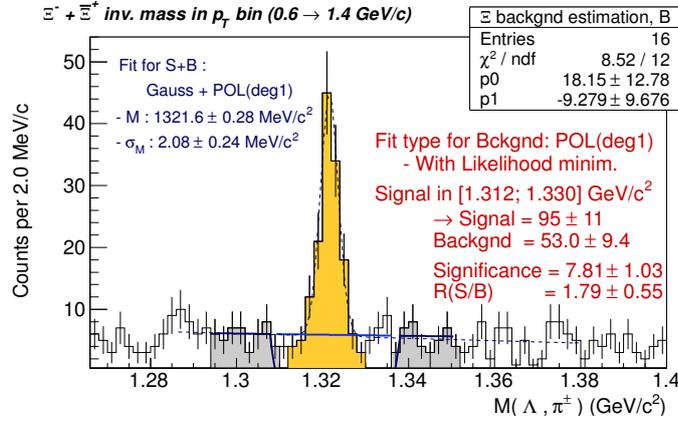


FIGURE IV.5 – Distribution de masse invariante et signal de $(\Xi^- + \Xi^+)$ extrait pour $p_T(\Xi^{\pm}) \in [0, 6; 1, 4]$ GeV/c, dans les données pp à 900 GeV.

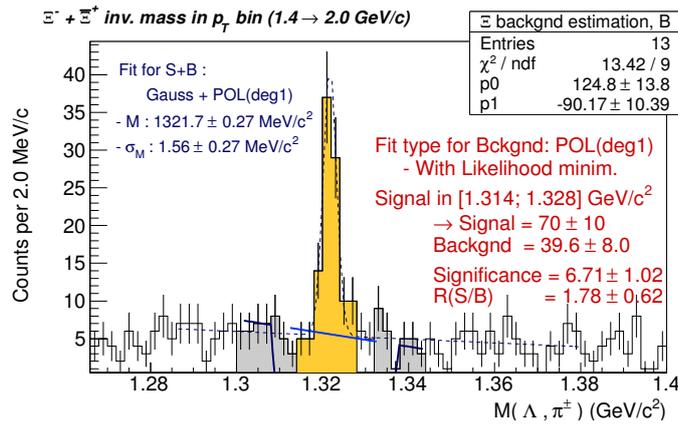


FIGURE IV.6 – Distribution de masse invariante et signal de $(\Xi^- + \Xi^+)$ extrait pour $p_T(\Xi^{\pm}) \in [1, 4; 2, 0]$ GeV/c, dans les données pp à 900 GeV.

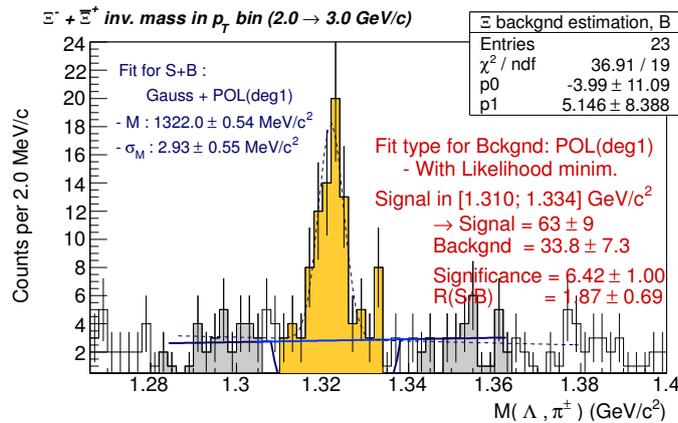


FIGURE IV.7 – Distribution de masse invariante et signal de $(\Xi^- + \Xi^+)$ extrait pour $p_T(\Xi^{\pm}) \in [2, 0; 3, 0]$ GeV/c, dans les données pp à 900 GeV.

$$\varepsilon_{reco}(\Xi^- + \bar{\Xi}^+) = \frac{\text{Nb. associés } \Xi^- + \text{Nb. associés } \bar{\Xi}^+}{\text{Nb. générés } \Xi^- + \text{Nb. générés } \bar{\Xi}^+} \left. \vphantom{\frac{\text{Nb. associés } \Xi^- + \text{Nb. associés } \bar{\Xi}^+}{\text{Nb. générés } \Xi^- + \text{Nb. générés } \bar{\Xi}^+}} \right\} \text{ pour } |y(\bar{\Xi}^{\pm})| < y_{\text{MAX}} \quad (\text{IV.7})$$

La définition de l'efficacité appelle plusieurs remarques.

1. l'efficacité de reconstruction d'une cascade est limitée intrinsèquement par le rapport d'embranchement du canal retenu pour la reconstruction (voir canal dans Tab. III.1) mais également par le produit des efficacités de reconstruction de chacune des particules filles considérées dans ce canal ; on obtient ainsi :

$$\varepsilon(\text{casc})_{\text{MAX}} = B.R. \times \varepsilon_{reco}(\text{célib.})_{\text{MAX}} \times \varepsilon_{reco}(\pi^\pm)_{\text{MAX}} \times \varepsilon_{reco}(p^\pm)_{\text{MAX}} \quad (\text{IV.8})$$

avec par exemple, dans la TPC : $\varepsilon_{reco}(\pi^\pm)_{\text{MAX}} \approx 75\%$, $\varepsilon_{reco}(p^\pm)_{\text{MAX}} \approx 80\%$ (voir Fig. 6 de [AL11a]) ;

2. dans l'objectif de déterminer l'efficacité de reconstruction, il est impératif d'appliquer dans l'analyse des données *réelles* et *MC reconstruites* rigoureusement les mêmes sélections (événement, vertex primaire, traces, coupures topologiques, TPC PID, ...).

Les efficacités de reconstruction pour les bins définis dans la section précédente IV.B-5 sont présentées sur la figure IV.8.

IV.B-6.ii Plage en rapidité, Δy ?

L'équation (IV.7) mentionne que l'efficacité doit être considérée sur une certaine plage en rapidité. Ici en effet, en raison de la faible statistique du lot de données, la mesure différentielle des taux de production en rapidité et en p_T ($d^2N/dp_T dy$) ne peut être faite simultanément en toute rigueur. Par conséquent, la mesure est ramenée à un taux de production différentiel en p_T ($dN/dp_T \Delta y$) sur un intervalle en rapidité choisi tel que :

1. l'efficacité ne varie que faiblement avec $|y(\Xi)|$,
2. la distribution en rapidité du signal soit suffisamment plate pour pouvoir faire confiance au MC quant aux facteurs de corrections en efficacité,
3. l'intervalle en rapidité soit le plus grand possible pour recouvrir le maximum de signal (...).

Dans le cas présent, la limite des $|y(\bar{\Xi}^{\pm})| < 0.8$ est apparue comme un compromis acceptable.

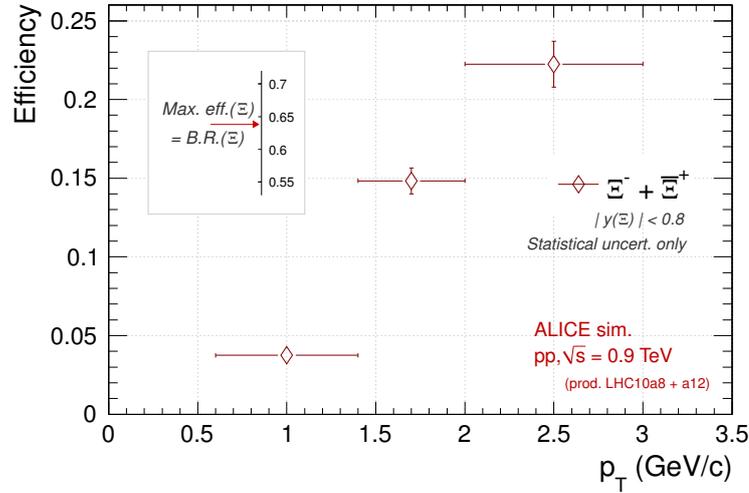


FIGURE IV.8 – Efficacité de reconstruction (“efficacité×acceptance×B.R.”) des $(\Xi^- + \Xi^+)$, avec $|y(\Xi^{\pm})| < 0.8$, obtenue pour le jeu de sélections topologiques définies comme sélections par défaut pour l’analyse [ALI11b]

IV.B-7 Derniers aspects du spectre corrigé $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy$

IV.B-7.i Normalisation, N_{evt}

Il existe différentes classes d’interactions auxquelles on peut songer pour la normalisation au nombre d’événements.

Les interactions pp peuvent être répertoriées suivant le schéma de la figure IV.9 : collisions élastiques ou inélastiques (INEL). Cette dernière classe est elle-même subdivisée : si l’un des protons des faisceaux est excité vers un état de plus haute masse, le processus est nommé “diffraction simple” (*single diffractive, SD*) ; si les deux protons sont excités, on parle alors de “diffraction double” (*double diffractive, DD*) ; autrement, le processus est classé comme “non-diffractif, ND” (*non-diffractive*). De manière générale, les particules issues des processus diffractifs sont émises aux rapidités proches de la particule mère, soit ici dans une direction proche des faisceaux.

Les baryons multi-étranges sont créés dans les collisions inélastiques, et pour ce qui concerne les rapidités centrales, *a priori* presque exclusivement dans les processus non-diffractifs (typique des particules de masse élevée). L’usage veut que la normalisation au nombre d’événements soit généralement arrêtée aux classes INEL ou $DD+ND = \text{NSD}$. Cela se justifie par le fait que ces deux classes peuvent être discernées expérimentalement (par l’identification et l’exclusion des événements SD).

Dans le cas présent, le choix a été fait de normaliser aux collisions

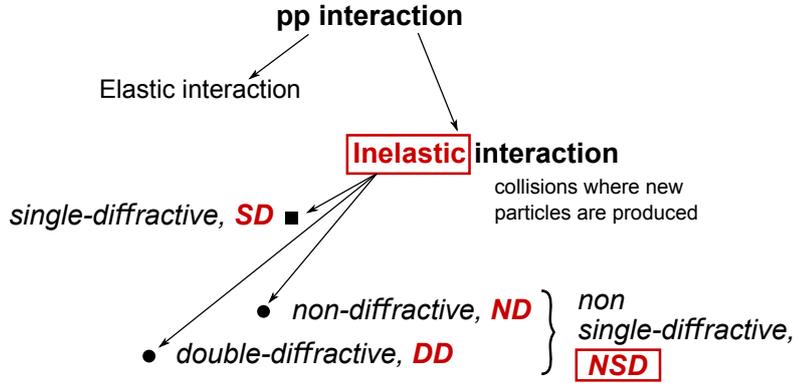


FIGURE IV.9 – Répartition générale des interactions pp et sous-divisions.

inélastiques (cas le plus simple, qui minimise les incertitudes systématiques). Cette normalisation demande un certain nombre de corrections, pour la plupart dépendantes de la multiplicité des particules chargées dans l'événement :

1. l'efficacité des triggers MB (voir Par. IV.A-1),
2. l'efficacité du rejet des événements de bruit induits par les faisceaux,
3. le nombre d'événements INEL avec aucune trace reconstruite (demande des études avec un modèle MC du type de PYTHIA),
4. les inefficacités de reconstruction du vertex primaire,

Le tout conduit à une correction systématique de l'ordre de +5 % sur le nombre d'événements retenus comme interactions inélastiques au niveau de l'analyse. De plus amples détails sur la normalisation peuvent être trouvés dans [ALI10c] sections 3 et 4, [ALI10e] section 4.

IV.B-7.ii Spectre en $d^2N/dp_t dy$ ou $1/p_t \cdot d^2N/dp_t dy$?

La relation donnant, pour une particule, la section efficace différentielle de production dans un espace des phases muni d'un repère cylindrique s'écrit comme :

$$\frac{d^3\sigma_{prod.}}{d^3p} = \frac{d^3\sigma_{prod.}}{p_T dp_T d\varphi dp_z} \quad (IV.9)$$

En partant de cette équation pour déduire un taux de production, ce serait normalement la quantité $1/p_T \cdot d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ qui devrait être retenue pour tout spectre corrigé. Toutefois, du point de vue expérimental, nous avons affaire à un spectre discret. Se pose alors, pour le terme $1/p_T$, le problème du choix de la valeur de p_T à retenir au sein d'un bin donné. Pour éviter tout biais sur le spectre, introduit par une hypothèse quelconque sur la division par p_T (centre, barycentre du bin, ...) [LW95], le spectre présenté est mis sous la forme $d^2N/dp_T dy = f(p_T)$. La division par p_T est en fait reléguée au niveau des ajustements. C'est ce qui justifie la multiplication par p_T dans

les seconds membres des Eq. (IV.15), (IV.16) et (IV.17) que l'on verra par la suite.

IV.C Études systématiques et incertitudes

La présente section aborde les études systématiques associées à l'analyse à 900 GeV. Avant toute chose, il faut sans doute définir ce qui est compris ici par études systématiques. Il s'agit d'un examen méthodique de l'analyse elle-même, une dissection de l'analyse, en quelque sorte, qui vise à éprouver la robustesse de celle-ci dans ses différentes composantes. Les études systématiques constituent une partie cruciale d'une analyse de données, ce sont véritablement ces tests qui assoient l'analyse et établissent sa crédibilité scientifique.

Une *étude* systématique n'est pas nécessairement synonyme d'une *incertitude* systématique. Dans le cas le plus favorable, il n'y a pas d'incertitude supplémentaire à introduire : l'étude montre que la situation est sous contrôle, aucune mesure additionnelle n'est exigée. En revanche, dans un certain nombre de cas, l'étude systématique révèle une lacune de l'analyse, une imprécision, une erreur... ce qui demande l'ajout d'une incertitude systématique proportionnée. Une alternative s'ouvre alors. Première option : on peut appliquer une *correction* systématique et c'est l'incertitude sur cette correction qui sera citée comme incertitude systématique. Deuxième option : la correction systématique s'avère délicate... et c'est alors l'incertitude systématique elle-même qui devra englober l'imprécision détectée.

Ce sont ces principes généraux qui sont appliqués ici, en accord avec les préceptes de Roger Barlow en la matière [Bar00, Bar02].

Concernant les cascades, on peut songer à différentes sources d'incertitudes systématiques [Mai11d]. À l'incertitude naturelle de l'analyse, i.e. l'incertitude *statistique*, viendra alors s'ajouter une liste d'incertitudes systématiques. La combinaison finale de toutes les incertitudes à considérer sera calculée comme l'addition quadratique des différentes sources, soit :

$$\sigma_{\text{TOT}}^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2(\text{source}_A) + \sigma_{\text{sys}}^2(\text{source}_B) + \sigma_{\text{sys}}^2(\text{source}_C) + \dots \quad (\text{IV.10})$$

Cette combinaison s'impose dans le cas où les différentes sources sont indépendantes deux à deux. Ici, des corrélations entre les sources peuvent être présentes (par exemple, les sélections topologiques peuvent changer la distribution des cascades combinatoires, de telle façon que la procédure d'évaluation du bruit de fond s'en trouve affectée). De telles corrélations sont délicates à évaluer en pratique et sont *a priori* faibles au vu des différentes sources retenues. Ainsi, l'indépendance deux à deux des incertitudes systématiques est une hypothèse qui est faite ici, en première approximation.

Les sous-sections suivantes présenteront les différentes études systématiques abordées et s’achèveront sur un résumé chiffré des incertitudes résultantes (Par. IV.C-9).

IV.C-1 Comparaison entre les distributions réelles et MC des variables de sélection

Le point de départ des études systématiques consiste à s’assurer que le Monte Carlo reproduit correctement les différentes distributions de contrôle de l’analyse, par comparaison aux données réelles. Cela permet de vérifier *qualitativement* la validité des corrections en efficacité.

Dans la suite, on s’arrêtera sur le cas incontournable des sélections topologiques. Toutefois, ces comparaisons “données réelles/données MC” ne se limitent pas qu’à ces dernières mais concernent également toutes les autres sélections. Prenons en exemples la distribution en rapidité des cascades, la distribution en position du vertex primaire, le nombre de clusters dans la TPC pour les traces filles, etc.

La figure IV.10 montre la comparaison au niveau de la distribution en masse invariante des candidats cascades réels et MC. Cette première figure est en quelque sorte un point d’entrée qui augure du comportement général du Monte Carlo, vis-à-vis du signal mais aussi du bruit de fond.

La figure met en avant la comparaison avec PYTHIA D6T. On observe que, modulo un facteur d’échelle constant, le modèle arrive à reproduire correctement le signal ainsi que le niveau de bruit des données réelles à 900 GeV. C’est en substance ce qui impose la combinaison (PYTHIA+Geant3) par rapport à (PHOJET+Geant3) pour évaluer les corrections d’efficacité. En effet, si PHOJET est plus à même de reproduire le niveau de bruit de fond⁶, il a tendance en revanche à sous-évaluer le rapport S/B . Comparativement, malgré une densité de traces plus faible avec PYTHIA, le modèle de Lund semble maintenir un rapport S/B plus proche des données.

Cette même figure IV.10 met en avant une comparaison conjointe du *signal* et du *bruit* (1) pour les données réelles et MC *reconstruites* (2). Il existe en fait plusieurs types de comparaisons, avec ou sans facteur d’échelle :

CompRealS+B-VsMCreco-S+B : comparaison qui inclut la totalité du signal et bruit reconstruits pour les données réelles et MC. Les candidats du bruit étant nettement majoritaires dans ce lot de cascades, il s’agit avant tout d’une comparaison entre le bruit réel et le bruit MC.

6. Ceci est lié à un meilleur accord à 900 GeV pour ce qui concerne la multiplicité des traces (voir [ALI10c]) conduisant à un meilleur bruit de fond combinatoire dans le cas présent des cascades.

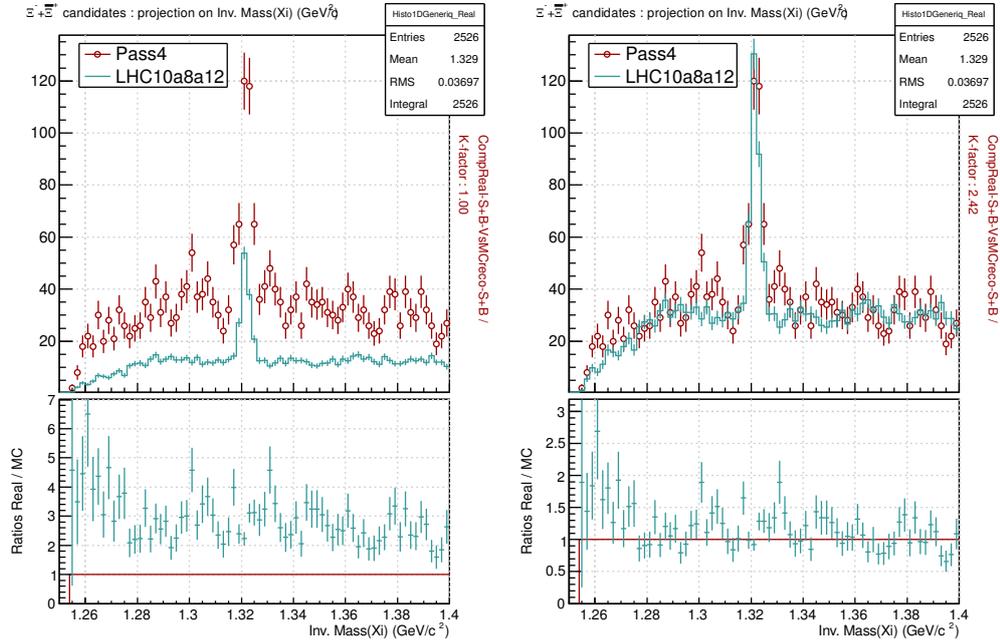


FIGURE IV.10 – Comparaison des distributions de masse invariante des candidats Ξ^- : distributions des données réelles (marqueurs rouges) et des données PYTHIA D6T (ligne cyan) reconstruites. Les comparaisons sont faites pour l’ensemble des candidats, signal et bruit de fond (S+B). Les comparaisons montrent ici deux cas : les distributions naturelles (à gauche) et le cas où le MC est multiplié par un facteur d’échelle, $K = 2.42$ (à droite).

CompRealS-VsMCreco-S : les comparaisons entre cascades reconstruites, restreintes à la zone de signal, $M_{pdg}(\Xi) \pm 8 \text{ MeV}/c^2$. L’objectif est, tant que faire se peut, de se concentrer sur le signal (i.e. malgré la pollution du bruit présent dans la zone de signal, bruit “sous le pic”...).

CompRealS-VsMCasso-S : les comparaisons entre les cascades réelles, reconstruites dans la zone de signal, et les cascades MC qui sont générées et effectivement reconstruites (Ξ^- associés). Cette comparaison permet d’avoir des idées sur l’influence du bruit “sous le pic”.

Toutes ces comparaisons possibles, avec ou sans facteur d’échelle, sont faites de manière systématique pour les distributions des 11 variables topologiques ainsi que pour 9 autres distributions de contrôle. L’ensemble des résultats est disponible sous la forme de fichiers pdf dans la section III.1 de [Mai10].

La figure IV.11 montre une comparaison des signaux réel et MC pour une variable topologique : la DCA entre la trace célibataire et le Λ . Cette sélection sera prise pour fil conducteur des illustrations sur les paragraphes à

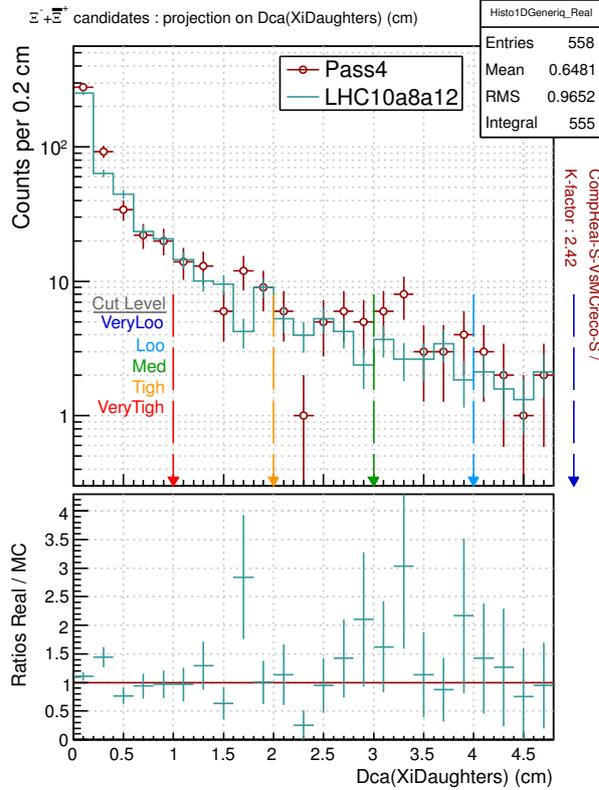


FIGURE IV.11 – Comparaison des distributions réelles (Pass4) et MC (LHC10a8a12) pour *une* des variables topologiques : la DCA entre la trace célibataire et la trajectoire du Λ , notée ici $DCA(XiDaughters)$. La comparaison est montrée avec le facteur d’échelle 2.42, pour les “bons” candidats : candidats réels et MC reconstruits dans un domaine de masse invariante $M_{pdg}(\Xi^{\pm}) \pm 8 \text{ MeV}/c^2$. Les flèches colorées marquent les variations envisagées pour l’étude systématique : coupure très resserrée, resserrée, référence, relâchée, très relâchée.

venir. Nous aurons ainsi l’occasion de revenir sur cette figure dans la section suivante.

IV.C-2 Systématiques : sélections topologiques

Avec cette étude, l’idée est d’aller plus loin que simplement comparer des sélections topologiques via des distributions réelles et MC (voir IV.C-1). L’objectif poursuivi ici est d’évaluer de manière *quantitative* la capacité du Monte Carlo à reproduire les données, signal comme bruit de fond. Tout écart qui est statistiquement significatif doit être considéré et se traduire par une incertitude systématique. Nous reviendrons par la suite sur ce qui

est compris par “statistiquement significatif” (Par. IV.C-2.ii).

Le protocole détaillé de l’étude est présenté dans les paragraphes suivants.

IV.C-2.i Définir les variations topologiques

Afin de tester la stabilité du spectre corrigé que l’on a défini comme spectre de référence, 4 variations de coupure sont faites autour des coupures de référence : très resserrée, resserrée, standard, relâchée, très relâchée (*Very Tight, Tight, Medium = default, Loose, Very Loose*). Il existe 11 sélections topologiques liées à l’analyse Ξ^- (Tab. IV.2). Les variations se font sélection par sélection, une à la fois, toutes choses égales par ailleurs.

Il est important d’appliquer ces variations aux données réelles comme au Monte Carlo : dans le cas idéal, une coupure draconienne dans les données réelles est récupérée par une correction rigoureusement proportionnée au niveau de l’efficacité extraite du Monte Carlo. En d’autres termes, l’objectif est de voir comment un changement sur une valeur de coupure affecte le spectre corrigé par défaut ; les comparaisons doivent se faire non pas sur le signal reconstruit mais directement sur les spectres corrigés.

Derrière les coupures “très resserrée, resserrée, par défaut, relâchée, très relâchée”, il y a bien entendu des valeurs numériques qu’il faut définir. Les choix de coupures ont été guidés par plusieurs considérations.

1. Au premier ordre est faite l’hypothèse que le MC donne une description réaliste du signal. La distribution des cascades *associées* selon une variable topologique est étudiée comme point de départ. À partir de cette répartition, on peut déduire une première estimation de l’impact d’une coupure (“couper en X dans telle dimension implique *a priori* une perte de 5 % sur le signal total, mais réduit le bruit de fond de 20%”, etc).
2. À partir des comparaisons données réelles et MC des cascades *reconstruites* (Par. IV.C-1), on peut préjuger de la position où placer les (5-1) variations pour chaque sélection topologique.

Les valeurs des 4 variations par rapport à la coupure par défaut sont les points critiques de cette étude systématique : il faut varier les coupures de façon juste, en étant ni trop “pusillanime” ni trop “excessif”. De manière générale, le choix a été fait de ne pas couper plus du 20 % du signal total avec la coupure “très resserrée”.

Les résultats de cette procédure de variations sont disponibles, sélection par sélection, sous la forme d’un fichier PDF, dans la section III.3 de [Mai10]. La figure IV.12 est extraite de ce fichier.

Cette figure IV.12 reste dans la continuité de l’exemple de la section précédente : elle donne ici une illustration des spectres après variation de

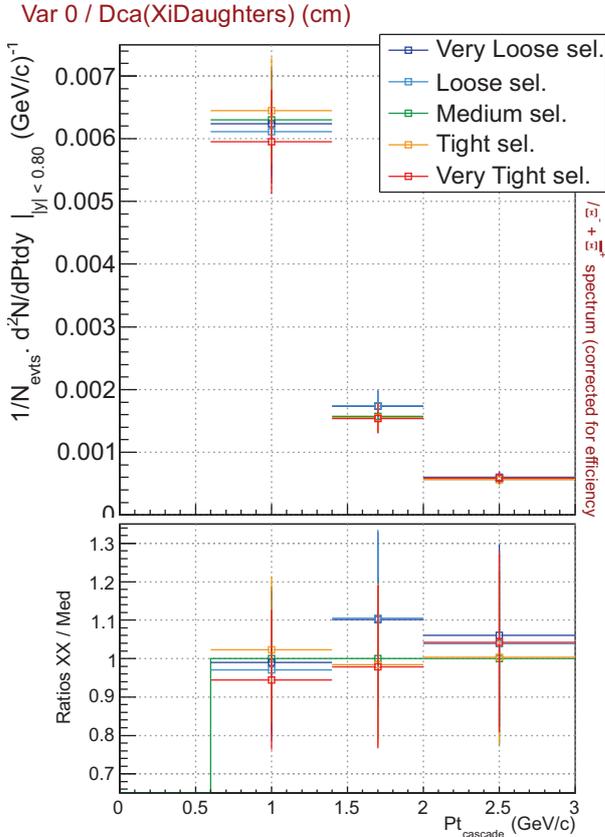


FIGURE IV.12 – Systématique : illustration de l’étude liée aux sélections topologiques, avec le cas de la DCA entre la trace célibataire et la trajectoire du Λ . Le spectre de référence qui est produit à partir de la coupure par défaut est le spectre noté *Medium*.

coupure pour le cas de la DCA entre la trace célibataire et le Λ . Sur la figure, on retrouve sur la partie supérieure les cinq spectres corrigés ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$), le spectre de référence (*Medium*) et ses quatre variations. Le cadre inférieur montre le rapport entre chacun des spectres variés et le spectre de référence. Cette figure est à rapprocher de la Fig. IV.11, figure sur laquelle on peut voir comment se situe la coupure effectivement retenue pour chaque variation.

IV.C-2.ii Retenir les déviations qui sont “statistiquement significatives” (Barlow)

Au final, ce sont 3 bins \times 11 sélections \times 4 variations = 132 comparaisons qu’il faudra considérer. Toutes ne sont pas sur un pied d’égalité. (L’étude ne s’arrête pas avec la figure IV.12!) Il ne faut prendre en compte que les déviations qui ont un sens au-delà des fluctuations statistiques... ce qui nous amène à fixer un critère de décision pour qualifier ces déviations “statistiquement significatives”.

Pour cela, il faut revenir aux conseils de Roger Barlow ([Bar00] section 3.4.1, [Bar02] section 4.1).

Dans le cas présent, en changeant plus ou moins une valeur de coupe, on produit des spectres à partir d'un ensemble de données et d'un sous-ensemble de celui-ci. Cette hypothèse nous conduit à définir, avec les notations de la figure IV.13, les quantités suivantes :

$$(\sigma_{Barlow})^2 = | \sigma_{stat}^2(\text{REF}) - \sigma_{stat}^2(\text{VAR}) | \quad (\text{IV.11})$$

$$n(\sigma_{Barlow}) = (s_{\text{VAR}} - s_{\text{REF}}) / \sigma_{Barlow} \quad (\text{IV.12})$$

pour le k^e bin en p_T

Ce sont ces grandeurs qui nous permettent de quantifier la signification de l'écart entre deux variations du spectre corrigé. En considérant la grandeur $n(\sigma_{Barlow})$ définie en (IV.12), on fait le choix de retenir comme incertitudes systématiques les écarts entre spectres qui sont à plus de $2\sigma_{Barlow}$. On aboutit à la condition suivante :

$$\text{Si : } n(\sigma_{Barlow})_{(k,t,v)} \geq 2, \quad (\text{IV.13})$$

$$\sigma_{\text{syst}}(k, t) = \frac{1}{2} \text{MAX}_v \{ | s_{\text{VAR}}(v) - s_{\text{REF}} |_{(k,t)} \} \quad (\text{IV.14})$$

où :

- k , indice du bin considéré en p_T (un parmi 3),
- t , indice de la sélection topologique considérée (une parmi 11),
- v , indice de la variation topologique considérée (une parmi 5).

En appliquant ce critère, on aboutit à une liste d'incertitudes, une pour (1) chaque bin k de p_T et (2) chaque sélection topologique t .

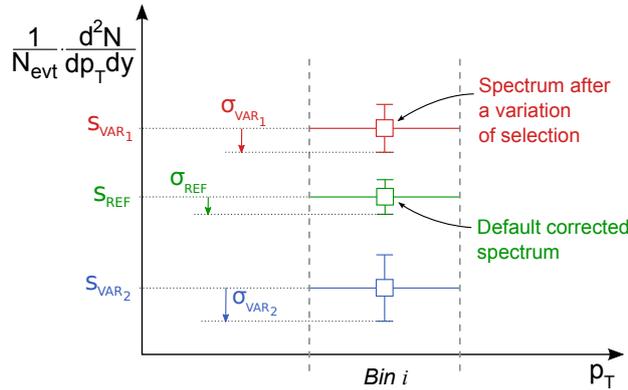


FIGURE IV.13 – Schéma illustrant comment se positionne un spectre après variations d'une coupe, relativement au spectre de référence. Les notations de cette figure sont également exploitées dans le texte.

Pour rendre plus concrète les formules (IV.13) et (IV.14), prenons l'exemple donné par le tableau IV.3. Il montre les résultats obtenus à l'issue de la procédure pour le 1^{er} bin en p_T du spectre. Chaque colonne correspond à une sélection topologique ; l'incertitude retenue correspondante peut être

nulle – aucune des 4 variations topologiques ne change véritablement la valeur du spectre sur ce bin de p_T – ou non nulle – comme on peut le voir pour 6 sélections parmi 11. Dans le cas de la sélection 1 (DCA entre les filles du Ξ , célibataire et Λ), on peut imaginer que les variations *Very Tight* et *Tight* conduisent toutes deux à un écart significatif; dans ce cas, le chiffre 2.8 % cité ici est issu de la variation qui donne le plus grand écart au spectre de référence. Le facteur “1/2” sur la déviation maximale (Eq. IV.14) est un facteur de réduction purement *ad hoc* qui a été introduit afin de ne pas surestimer les incertitudes systématiques.

	$\sigma_{\text{syst}}(k, t)$ (en %)										
	DCA(bach./V0)	DCA (bach./Prim. Vtx)	cos(Ξ pointing angle)	R_T (casc. decay vertex)	M_{V_0}	DCA (pos/neg)	cos(V0 pointing angle)	R_T (V0 decay vertex)	DCA (V0/Prim. Vtx)	DCA (pos/Prim. Vtx)	DCA (neg/Prim. Vtx)
Sél. topologique	t=1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\sigma_{\text{syst}}(\text{bin } k=1)$	2.8	0	0.9	2.5	0	1.7	3.1	0	0	0	2.8
...	...										

TABLE IV.3 – Exemple d’incertitudes obtenues pour un bin de p_T , après application du critère de Barlow.

IV.C-2.iii Construire la matrice de corrélation entre sélections topologiques

En regardant l’exemple du tableau Tab. IV.3, on note que 6 incertitudes non nulles doivent être combinées. Or il existe des corrélations entre les sélections topologiques. Prenons par exemple $R_T(\text{Casc.})$: couper à plus haut rayon transverse sur la distance de vol du Ξ^{*0} repousse en conséquence la position transverse de désintégration du Λ ... Ceci pour suggérer la nécessité d’évaluer ici une matrice de corrélation pour les Ξ^{*0} et de l’utiliser au moment de la combinaison des incertitudes retenues à l’étape précédente.

La matrice de corrélation est établie en évaluant les facteurs de corrélation des distributions 2D obtenues pour chaque couple de variables topolo-

giques. La matrice est de dimension 11×11 mais symétrique, de telle sorte qu'il ne faut en fait déterminer que 66 éléments. Ces éléments sont déduits en utilisant les coupures de référence listées sur Tab. IV.2.

Dès lors la matrice peut être construite à partir des données réelles ou Monte Carlo :

- à partir des candidats réels de la zone de signal, $(S+B)$ dans $M_{pdg}(\Xi) \pm 10 \text{ MeV}/c^2$,
- à partir des cascades associées.

La première option a l'avantage de fournir des corrélations dérivées du signal des données réelles. Mais cet avantage peut être contrarié par l'influence du bruit de fond "sous le pic" : la pureté du signal $S/(S+B)$ n'étant pas de 100 % (plutôt de ~ 60 % ici), la fraction de bruit de fond peut atténuer la corrélation (bruit de fond combinatoire *a priori* sans structure). D'où l'utilité de corrélations MC.

Les deux matrices de corrélations, réelles et MC, demeurent compatibles (à $\pm 2-3$ pour-cent près). Les matrices de corrélations peuvent être trouvées dans la section III.3 de [Mai10]. Au final, les corrélations entre sélections topologiques contribuent respectivement sur chacun des bins de p_T pour 0.9, 2.6 and 2.2 % supplémentaires (en pour-cent du spectre corrigé...) par rapport à la combinaison quadratique usuelle des incertitudes.

IV.C-3 Systématiques : extraction du signal

Dans le même esprit que IV.C-2.i et IV.C-2.ii, les paramètres de l'extraction du signal définis dans la section IV.B-5 ont également été testés par des variations systématiques autour des valeurs nominales. La liste des variations envisagées est mentionnée dans la légende de la Fig. IV.14. On y retrouve des variations groupées par thème :

- gr.(1) {
 - la méthode de minimisation de l'ajustement du bruit :
maximum de vraisemblance ou χ^2
 - le degré du polynôme envisagé pour modéliser le bruit de fond :
degré 0 ou 1
 - le principe d'évaluation du bruit :
ajustement ou pur *bin counting* (BC)⁷
- gr.(2) { • la largeur de deux zones d'échantillonnage du bruit, ΔB ,
- gr.(3) { • la largeur de la zone de signal, $M_{pic} \pm n \cdot \sigma_{pic}$,
- gr.(4) { • les masses à partir desquelles les zones de bruit sont positionnées,
 $M_{pic} + n\sigma_{pic}$ et $M_{pic} - n\sigma_{pic}$

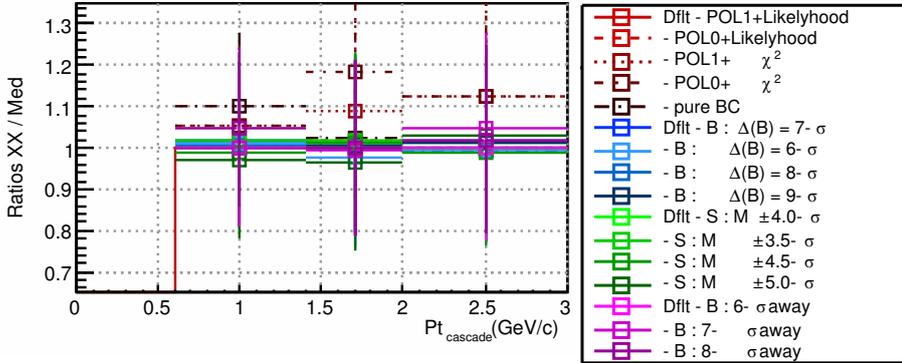


FIGURE IV.14 – Systématique : étude liée à la procédure d’extraction du signal. L’étude aborde les aspects liés à l’algorithme d’évaluation du bruit (histogrammes dans les tons rouges), la largeur de l’échantillonnage du bruit (tons bleus), la largeur de la zone de signal (tons verts), le positionnement de la zone de bruit par rapport au signal (tons violets). Les paramètres de référence sont indiqués par la mention “Dflt” (*default*) sur la légende.

Cette étude systématique appelle plusieurs remarques.

Asymétrie du signal = $f(p_T)$: le signal présente une queue de distribution *a priori* plus étendue du côté des hautes masses (voir IV.B-5) ; les effets potentiels de cette asymétrie sur l’extraction du signal sont “absorbés” par la variation de l’intervalle sur lequel le signal est prélevé ($M_{pic} \pm 3.5, \pm 4, \pm 4.5, \pm 5\sigma_{pic}$).

Ajustement et bin counting : une importance égale est accordée à ces deux méthodes pour l’évaluation des incertitudes systématiques : l’évaluation du bruit par un ajustement fournit des résultats généralement plus précis mais demande pour cela une convergence en règle de la minimisation, problème auquel le *bin counting* n’est pas sujet.

Méthodes de minimisation : le maximum de vraisemblance est la méthode la plus souvent utilisée et couvre la plupart des situations ; la minimisation du χ^2 (méthode utilisée par défaut) ne converge vers les résultats de la méthode avec maximum de vraisemblance que lorsque le niveau du bruit de fond est élevé (contenu du bin $\gtrsim 50$). Lorsque le niveau de bruit est faible, comme c’est le cas ici, la minimisation par l’algorithme du χ^2 a tendance à sous-estimer le bruit. Pour s’en convaincre, on peut vérifier avec le MC les performances de l’extraction et identifier la meilleure technique de minimisation : pour un niveau de bruit de fond faible, proche de ce qui est observé dans les conditions réelles, c’est l’algorithme de vraisemblance qui conduit au résultat le plus proche du nombre de cascades effectivement *associées* à la vérité

7. Le *bin counting* est seulement la moyenne arithmétique du niveau de bruit sur les zones d’échantillonnage du bruit.

MC. De son côté, la minimisation du χ^2 montre un biais très clair sur l'évaluation du signal. Pour cette raison, les résultats issus de la minimisation du χ^2 ne sont pas pris en compte.

La figure IV.14 est pour l'extraction du signal le pendant de la figure IV.12 pour les sélections topologiques. Dans les deux cas, il reste encore à trier les écarts entre les spectres et ne garder parmi les déviations que celles auxquelles on accorde un sens, statistique notamment (voir IV.C-2.ii). Au final, l'examen de l'extraction du signal aboutit aux incertitudes systématiques [5.6 %, négligeable, 2.5 %] relativement à la valeur prise par le spectre sur les trois bins de p_T respectifs.

- Le premier bin a une incertitude plus grande en raison d'un écart plus marqué entre l'évaluation du bruit par ajustement et *bin counting* ;
- pour le deuxième bin, aucune des variantes d'extraction testées ne conduit à un écart à plus de $2 \sigma_{Barlow}$ (Eq. IV.12) ;
- le troisième montre une sensibilité au positionnement du bruit sur les côtés du signal.

IV.C-4 Systématiques : nombre de clusters TPC des traces filles

La sélection relative au nombre de clusters attachés aux traces filles dans la TPC a également été étudiée. La coupure de référence à plus de 80 clusters a été variée à ± 10 clusters comme le montre la figure IV.15. De la même manière que pour les sélections topologiques, cette variation doit être appliquée aux données réelles et MC en vue de mesurer l'impact sur le spectre corrigé.

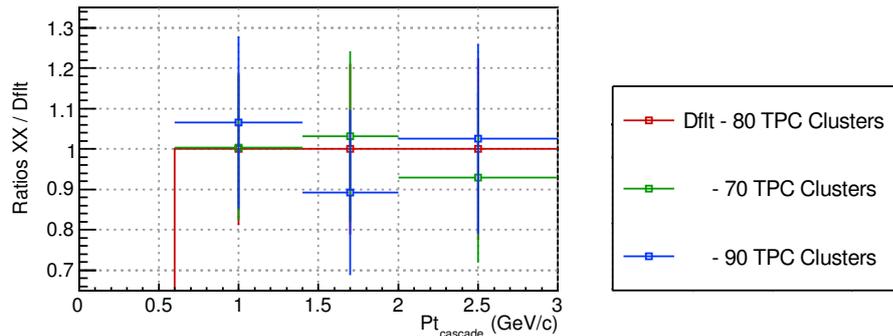


FIGURE IV.15 – Systématique : étude liée au choix du nombre de clusters TPC attachés aux traces filles.

Comme précédemment, seules les déviations qui ne peuvent pas être attribuées à de simples fluctuations statistiques sont retenues. Ce critère exclut ici toutes les variations, sauf, pour le seul deuxième bin de p_T , le spectre

produit avec 90 clusters dans la TPC. Cela nous amène au triplet suivant d'incertitudes pour la présente étude : [négligeable, 5.4 %, négligeable] (incertitude exprimée en pour-cent du spectre corrigé sur le bin considéré).

IV.C-5 Systématiques : dE/dx dans la TPC

Dans la mesure où les coupures en dE/dx appartiennent au lot de sélections standard de l'analyse cascade, ces sélections PID doivent être appliquées par défaut sur les données réelles (...) mais également au niveau MC (calcul de l'efficacité de reconstruction). Cependant, la perte d'énergie linéique dans la TPC est un phénomène délicat à reproduire *exactement* au niveau MC. Cette difficulté de modélisation est ce qui impose la nécessité de deux paramétrisations ALEPH : une pour les données réelles (IV.2 - R) et une pour le MC reconstruit (IV.2 - MC). Ce n'est pas un véritable problème que les paramétrisations soient différentes ; en revanche, il est crucial qu'elles fassent une description des données avec une qualité équivalente : appliquer une coupure d'isolement à $\pm 4\sigma_{\text{TPC}}$ doit préserver une fraction similaire de traces "identifiées" dans les données réelles et MC.

A première vue (Fig. IV.2), la description des données réelles semble cohérente ; on pourrait en revanche s'inquiéter de la description MC qui semble un peu décalée, la bande des protons notamment n'apparaît pas centrée sur les données simulées, à basse impulsion. De manière générale, la difficulté ici est que la paramétrisation ALEPH est issue de l'ajustement sur les traces primaires alors qu'avec le présent ensemble de traces, nous avons affaire à des traces essentiellement secondaires, produites plus loin dans le détecteur, ce qui introduit dans l'acceptance de la TPC des traces de plus basse impulsion.

Toutefois, en portant l'étude systématique au-delà de ce graphe de contrôle, on aboutit à la conclusion que la situation est acceptable et n'exige pas l'introduction d'une incertitude additionnelle. Cette conclusion est fondée sur un examen suivant deux directions complémentaires.

Sur les données reconstruites, réelles notamment : en première approximation⁸, on peut faire l'hypothèse d'une distribution purement gaussienne des mesures en dE/dx . Dès lors, une coupure à $1\text{-}\sigma_{\text{TPC}}$, $2\text{-}\sigma_{\text{TPC}}$, $3\text{-}\sigma_{\text{TPC}}$, $4\text{-}\sigma_{\text{TPC}}$ doit se traduire par des pertes sur le signal de π^\pm , K^\pm , p^\pm à hauteur de 31.73 %, 4.55 %, 0.27 %, 0.0063 % respectivement (table 32.1 de [N⁺10]). Tout écart par rapport à ces pertes "programmées" constitue une incertitude systématique. Notons cependant une difficulté pour cet exercice : l'impact en termes de pertes de signal ne peut être quantifié directement, comme nous travaillons ici sur des données reconstruites, nous sommes nécessairement tributaire de l'extraction

du signal au dessus du bruit ; les incertitudes liées à ce processus d'extraction peuvent altérer les conclusions.

Sur les données MC : les vérifications sont plus simples puisqu'il est possible de comptabiliser directement le nombre de cascades associées à la vérité MC et, par là, voir comment cette population évolue avec les coupures en $n\sigma_{\text{TPC}}$.

Dans le cas présent, il est difficile de véritablement mener une étude sur les données reconstruites : l'extraction du signal est exposée à plus ou moins de bruit de fond selon la sélection PID envisagée et les fluctuations sur l'extraction sont telles que l'on peut difficilement conclure sur un effet systématique quelconque. Pour ce qui concerne l'étude des candidats *associés* du MC, appliquer ou non une sélection de $\pm 4\sigma_{\text{TPC}}$ sur chacune des traces filles conduit à une perte de signal inférieure à 1 % et constante en fonction de $p_{\text{T}}(\text{casc})$.

IV.C-6 Systématiques : budget de matière

L'enjeu de l'étude est ici de vérifier l'accord entre la géométrie réelle du détecteur ALICE et sa transcription numérique dans les simulations Monte Carlo. L'attention est notamment portée sur la distribution spatiale et la densité de la matière rencontrée par les particules émises dans les collisions. Cela peut affecter l'efficacité de reconstruction en différents aspects (diffusion multiple, pertes d'énergie dE/dx , absorption des \bar{p} , ...)

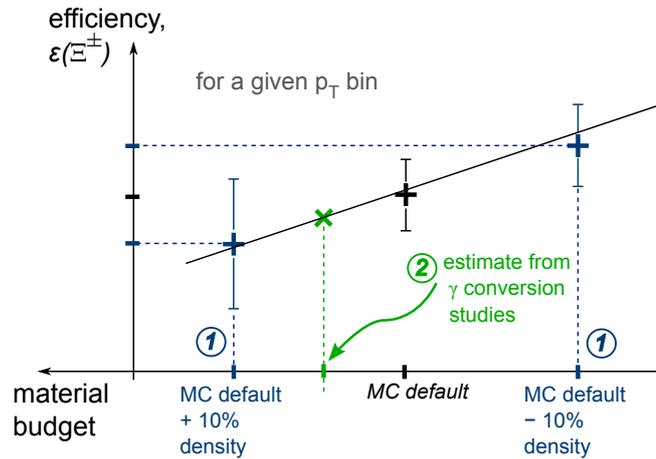


FIGURE IV.16 – Schéma donnant les principes de l'étude systématique liée à la quantité de matière traversée par les particules émises.

8. Voir les limites indirectes de cette hypothèse dans la section II.B-4 (moyenne tronquée de la perte linéique).

L'étude systématique est fondée sur le recoupement de deux informations, comme décrit par la Fig. IV.16.

efficacités fonction du budget de matière : plusieurs simulations Monte Carlo sont exécutées avec chacune un budget de matière différent (ex : géométrie MC nominale, géométrie nominale mais rendue 10, 20 % plus dense, 10, 20 % moins dense...). Cela nous permet de voir l'évolution de l'efficacité de reconstruction des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ en fonction de la quantité de matière traversée. Au premier ordre, l'hypothèse est faite que l'efficacité évolue linéairement autour de l'épaisseur nominale, i.e. faire varier de N % le budget de matière dans les simulations fera changer l'efficacité en proportion (pas de dépendance quadratique, exponentielle, ...).

interpolation de l'efficacité au budget le plus proche de la réalité : la véritable quantité de matière de l'expérience peut être estimée directement à partir des informations issues des conversions $\gamma \rightarrow e^-e^+$ dans les données réelles. En retour, le Monte Carlo peut être adaptée en conséquence. Dans les faits, ce processus d'adaptation du MC est un processus itératif et constitue une analyse à part entière qui a démarré au sein de la collaboration en parallèle de l'analyse présentée dans ce chapitre. Au moment de l'analyse en 2010, les études de conversions suggéraient une sous-estimation moyenne du budget de matière de l'ordre de 7% dans les simulations. [ALI10f].

Notons qu'il ne suffit pas de s'arrêter aux efficacités : c'est au niveau du spectre corrigé que l'on peut juger de la stabilité du spectre en fonction du budget de matière. Étant donné les incertitudes mises en jeu dans cette étude, le choix a été fait de ne pas faire de correction systématique mais d'assigner une incertitude directement sur les points du spectres. Ces dernières sont évaluées à [2.7 %, 1.5 %, 3.6 %] du spectre corrigé.

IV.C-7 Systématiques : section efficace des \bar{p}

Une autre incertitude également liée à la matière traversée par les particules émises est à considérer. Usuellement, à production égale, la statistique des $\bar{\Xi}^+$ reconstruits est inférieure à celle des Ξ^- . Ceci est dû à la probabilité d'annihilation des \bar{p} – issus des $\bar{\Lambda}$ – avec les protons présents dans les matériaux des détecteurs. En conséquence, on retrouve une moindre efficacité de reconstruction pour les $\bar{\Xi}^+$.

La gestion de ces interactions avec la matière de l'expérience est le fait de Geant3 au sein des simulations ALICE. Or il s'avère que le modèle surestime les sections efficaces des anti-protons avec la matière [ALI10f]. Cela conduit à des efficacités artificiellement sous-estimées et donc à un spectre corrigé surestimé. Cela est avant tout présent aux plus faibles impulsions transverses. Cet aspect demande, en conséquence, une correction systématique et

une évaluation de l'incertitude sur la correction. Cette étude sera développée plus en détails dans le chapitre suivant, sous-section V.C-8. Dans son principe, l'étude est fondée sur une comparaison entre Geant3 et un autre modèle de transport, Fluka [Flu], qui semble reproduire correctement les sections efficaces ici en cause [ALI10f].

Dans le cas présent, notons que le biais induit sur le spectre est amoindri par :

1. l'addition des deux particules Ξ^- et Ξ^+ , alors que seul l'anti-proton de Ξ^+ pose réellement problème,
2. un premier bin en p_T qui est assez large, i.e. qui couvre certes la gamme de $p_T(\bar{p})$ mal modélisée mais également pour moitié une gamme de $p_T(\bar{p})$ où les choses semblent correctement décrites.

La correction systématique doit prendre en compte ces deux arguments. La correction est ainsi appliquée comme une multiplication du spectre par $(1 \times 1/2 + \text{facteur correctif}(\text{Geant3/Fluka pour } \bar{p}) \times 1/2)$. Les facteurs 1/2 indiquent l'hypothèse que le spectre est composé pour moitié de Ξ^- et pour moitié de Ξ^+ , soit $\Xi^+/\Xi^- \approx 1$ à $\sqrt{s} = 900$ GeV ; le facteur correctif (Geant3/Fluka) est évalué ici à 0.933. Cela conduit au final à une correction systématique du spectre corrigé de 0.97, avec une incertitude inférieure à 2 %.

IV.C-8 Systématiques : sélections d'événements et normalisation

La section IV.B-7.i a déjà mentionné l'essentiel de la procédure appliquée pour la normalisation du spectre. Les corrections systématiques sont, comme déjà mentionné, de l'ordre de 5 %, avec une incertitude systématique attachée de 2 %. Cette incertitude est avant tout reliée à la modélisation des événements diffractifs (caractéristiques de ces événements et poids relatifs au sein des événements inélastiques) dans plusieurs générateurs Monte Carlo (PYTHIA et PHOJET).

2 % est une valeur qui peut paraître assez faible, ceci est principalement dû au fait que la répartition en section efficace entre les composantes élastiques et inélastiques, puis diffractives et non-diffractives est relativement bien connue à 900 GeV depuis les mesures faites au Sp \bar{p} S et prises en compte dans les modèles des générateurs d'événements MC du type PYTHIA.

Les autres sélections d'événements (coupure sur la cote du vertex primaire, rejet du vertex primaire TPC) sont reproduites correctement par les simulations Monte Carlo et sont de fait entachées d'une incertitude négligeable (cf. par. IV.B-2 et, pour plus de détails chiffrés, la section III.8 de [Mai10]).

IV.C-9 Systématiques : synopsis des incertitudes

Le tableau IV.4 résume les incertitudes retenues à l'issue des études systématiques présentées au cours des paragraphes précédents. Ce sont ces incertitudes qui sont ajoutées quadratiquement à l'incertitude statistique selon l'équation (IV.10). (Les incertitudes systématiques sont les incertitudes dominantes.)

$(\Xi^- + \bar{\Xi}^+) - \text{Syst. uncertainties (\%)}$				
p_T bin (GeV/c)	0.6 – 1.4	1.4 – 2.0	2.0 – 3.0	Ref.
Selections				
tracks	<i>negl.</i>	5.4	<i>negl.</i>	→ see IV.C-4
topological	6.8	11.6	13.9	→ see IV.C-2
Signal extraction	5.6	<i>negl.</i>	2.5	→ see IV.C-3
TPC dE/dx		– <i>negl.</i> –		→ see IV.C-5
Efficiency				
material budget	2.7	1.5	3.6	→ see IV.C-6
\bar{p} cross-section		– 2 –		→ see IV.C-7
Normalisation		– 2 –		→ see IV.C-8

TABLE IV.4 – Incertitudes point par point exprimées en pourcentage pour le spectre corrigé $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ à $|y(\Xi)| < 0,5$. La mention “négligeable” signifie un impact à moins de 2 déviations standard de la valeur par défaut du spectre corrigé [ALI11b].

IV.D Extraction du taux de production, dN/dy et du p_t moyen, $\langle p_T \rangle$

IV.D-1 Extraction du dN/dy , mesure et extrapolations

IV.D-1.i Enjeu de l'extrapolation à bas p_t

La déflexion par le champ magnétique à 0.5 T ainsi que le problème des diffusions multiples, plus présentes aux faibles impulsions, limitent la détection des cascades aux plus basses impulsions transverses (voir Par. II.B-2.v). De fait, le spectre n'est effectivement mesuré qu'au-delà d'une certaine impulsion transverse, $p_T = 0.6$ GeV/c ici. Pour obtenir le taux de production total par événement des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$, il faut cependant trouver le moyen d'évaluer la production dans la plage de p_T non accessible expérimentalement. Pour cela, il est d'usage de recourir à des fonctions

d'ajustements : on ajuste le spectre sur la plage mesurée afin d'extrapoler ce même spectre sur ses parties non mesurées : aux basses et hautes impulsions. En raison de la chute "exponentielle" du spectre, l'enjeu de l'extrapolation est pour l'essentiel critique à bas p_T , là où repose une fraction relativement importante du signal.

Se pose alors le problème du choix de la fonction d'ajustement. Trois fonctions courantes ont été testées :

1. une fonction exponentielle en p_T (Eq. IV.15),
2. un modèle de Boltzmann (Eq. IV.16),
3. un modèle de Tsallis (Eq. IV.17).

Les deux premières fonctions peuvent être trouvées dans la section V.1.1.1 de [Spe06], la troisième dans la section IV.A de [STA07b] ou encore [WW00]. Pour chacune des formules, les paramètres libres sont marqués en gras.

Loi exponentielle :

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = \mathbf{A} p_T \exp\left(-\frac{p_T}{\mathbf{T}_e}\right) \quad (\text{IV.15})$$

Loi de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = \frac{dN}{d\mathbf{y}} p_T \frac{m_T}{\mathbf{T}_b \left[(m_0 + \mathbf{T}_b)^2 + \mathbf{T}_b^2 \right]} \exp\left(-\frac{m_T - m_0}{\mathbf{T}_b}\right) \quad (\text{IV.16})$$

Loi de Tsallis :

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = \frac{dN}{d\mathbf{y}} p_T \frac{(n-1)(n-2)}{n\mathbf{T}_t \left[n\mathbf{T}_t + m(n-2) \right]} \left(1 + \frac{m_T - m}{n\mathbf{T}_t}\right)^{-n} \quad (\text{IV.17})$$

avec m_T , masse transverse définie telle que :

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \quad (\text{IV.18})$$

Pour chacune de ces distributions f , on peut calculer la valeur moyenne en p_T qui en découle. La valeur de $\langle p_T \rangle$ et son incertitude sont calculées à partir de la relation :

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int_0^\infty p_T f(p_T) dp_T}{\int_0^\infty f(p_T) dp_T} \quad (\text{IV.19})$$

$$\text{soit : } \langle p_T \rangle = \frac{1}{dN/d\mathbf{y}} \int_0^\infty p_T f(p_T) dp_T \quad (\text{IV.20})$$

IV.D-1.ii Ajuster une fonction à 3 paramètres... sur 3 points

With four parameters I can fit an elephant, and with five I can make him wiggle his trunk.

John von Neumann

Par cohérence avec les autres analyses de l'article [ALI11b] et parce que cette loi apparaît à l'heure actuelle comme la fonction la plus à même de reproduire les données et donc d'extrapoler la partie manquante du spectre, le choix de la fonction d'ajustement a été arrêté à la loi de Tsallis. Elle présente l'avantage d'inclure en elle-même les deux comportements attendus pour un spectre issu des collisions pp :

- une émission exponentielle à bas p_T ,
- une production qui suit une loi de puissance à haut p_T .

Cela étant posé, l'ajustement va alors se heurter à une difficulté propre à cette analyse ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) : comme l'indiquaient les paramètres en gras dans l'Eq. (IV.17), la loi de Tsallis laisse trois paramètres libres, tandis que nous avons ici un spectre à trois points...

En première approche, tenter l'ajustement sans véritable précaution conduit à un ajustement qui ne converge pas : les incertitudes sur les points du spectres sont telles que l'ajustement n'est pas suffisamment contraint.

Aussi, il faut chercher à contourner la difficulté afin d'obtenir des valeurs raisonnables pour les paramètres de la fonction. Un protocole spécifique a ainsi été mis en place : un paramètre sur trois est fixé, prenons par exemple \mathbf{n} ; les deux autres sont laissés libres ; on procède alors à un ajustement du spectre, lequel contient la combinaison des incertitudes statistiques et systématiques conformément à ce qui a été défini par l'Eq. (IV.10) ; l'ajustement fait, on garde le quadruplet $(\mathbf{dN}/\mathbf{dy}, \mathbf{T}_t, \mathbf{n}, \chi^2/\text{NDF})$ et on évalue la valeur de $\langle p_T \rangle$ associée. On incrémente la valeur de \mathbf{n} et on fixe le paramètre à cette nouvelle valeur, un second ajustement est effectué et on note le nouveau quadruplet, on calcule $\langle p_T \rangle$. On incrémente une deuxième fois la valeur de \mathbf{n} , etc.

En fait, on fixe la valeur de \mathbf{n} par pas successifs de façon à balayer toute une plage de valeurs qui semblent appropriées physiquement pour ce paramètre (comparaison aux valeurs obtenues pour les autres particules ajustées dans l'article [ALI11b] : K_S^0 , ϕ , Λ et $\bar{\Lambda}$). Parmi tous les ajustements à \mathbf{n} fixé, on retient les trois ajustements retournant un χ^2/NDF au plus proche de l'unité. Cet exercice nous donne alors une première estimation du triplet de paramètres $(\mathbf{dN}/\mathbf{dy}, \mathbf{T}_t, \mathbf{n})$ et, au passage, une évaluation de $\langle p_T \rangle$, comme illustré sur la figure IV.17.

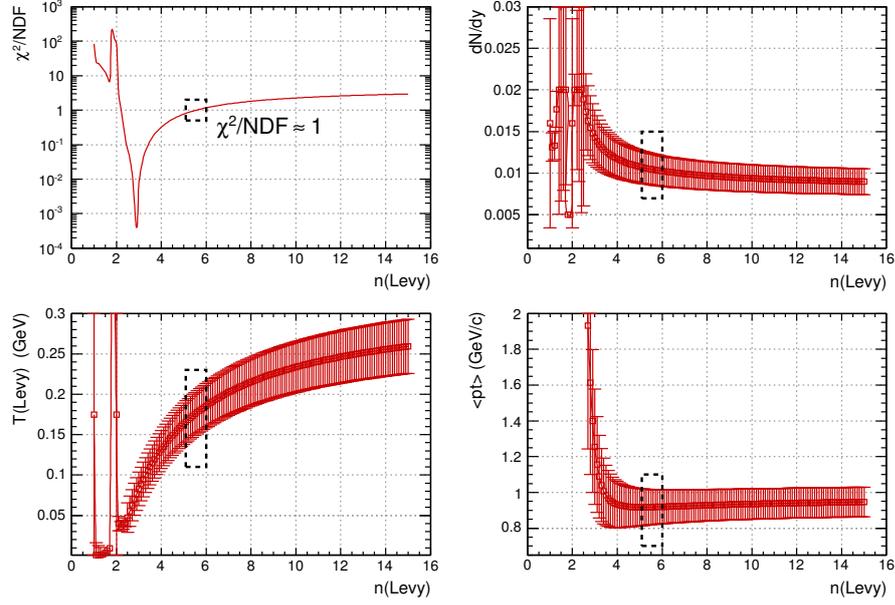


FIGURE IV.17 – Distribution des valeurs dN/dy , T_t et $\langle p_T \rangle$ avec leurs incertitudes, pour l’ajustement du spectre ($\Xi^- + \Xi^+$) par une fonction de Tsallis, lorsque le paramètre n est fixé, par pas successifs. La zone délimitée en pointillés marque sur chaque distribution les valeurs qui correspondent à un $\chi^2/NDF \approx 1$.

L’exercice est alors recommencé une seconde fois en fixant cette fois T_t , puis une troisième fois en fixant dN/dy . Les détails techniques de l’opération sont résumés sur le tableau IV.5. En procédant de la sorte, on opère en quelque sorte une triangulation des paramètres de fit. Au final, les valeurs du taux de production par événement et du p_T moyen sont déterminées à partir des 3 quadruplets (dN/dy , T_t , n , $\langle p_T \rangle$) obtenus pour chacun des 3 paramètres fixés, soit en moyennant 9 estimations de (dN/dy , T_t , n , $\langle p_T \rangle$).

Paramètre fixé	Nombre de fits	Plage balayée	Incrément
$1/N_{\text{evt}}$ dN/dy	181	0.002 - 0.020	10^{-4}
n	141	1.0 - 15.0	0.1
T_t	201	80 - 280 MeV	1 MeV

TABLE IV.5 – Plages de valeurs balayées par chacun des paramètres fixés, lors de la mise en place de l’ajustement Tsallis sur le spectre à 3 points des ($\Xi^- + \Xi^+$) à 900 GeV.

IV.D-2 Ajustement : synopsis

Les résultats obtenus à l'issue de la procédure d'ajustement sont montrés sur la figure IV.18 et les données chiffrées sont listées par le tableau IV.6. La figure montre le positionnement de l'ajustement du spectre sur les données. Le tableau indique les différentes valeurs des mesures physiques qui étaient précisément l'objet de l'analyse, il indique également le taux de production par événement et le p_T moyen des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ émis aux rapidités centrales dans les collisions pp à 900 GeV :

$$1/N_{\text{evt}}(\text{INEL}).dN/dy = (10.1 \pm 2.0 \pm 0.9) \times 10^{-3} \quad (\text{IV.21})$$

$$\langle p_T \rangle = 0.95 \pm 0.14 \pm 0.03 \text{ GeV}/c \quad (\text{IV.22})$$

IV.E Comparaison aux données 2010 à 900 GeV

Dans le cadre de la préparation de l'article relatif à la production d'étrangeté à 900 GeV [ALH11b], le choix a été fait de se concentrer sur les données 2009. Toutefois, dans le courant de l'année 2010, une courte campagne pp à 900 GeV a eu lieu (voir Tab. II.2 du paragraphe II.A-2.iii). Ce lot de données offre une statistique d'événements 20 fois plus grande, et atteint la somme de 5×10^6 interactions exploitables pour l'analyse.

Afin de vérifier la validité du spectre des données 2009, une vérification a été mise en place à l'aide des données 2010. Un nouveau spectre est obtenu dans les mêmes conditions d'analyse : mêmes type de sélections d'événements, de traces, mêmes coupures topologiques, mêmes critères PID, même plage en rapidité... Ce qui change ici se résume aux données, naturellement, à la simulation Monte Carlo PYTHIA Perugia0 qui est attachée à cette période et enfin, au binning du spectre. La plus grande statistique du lot de données permet en effet d'étendre le spectre.

En faisant l'hypothèse que l'incertitude totale sur chacun des points du spectre 2010 est de l'ordre de 15 % (estimation rudimentaire), on obtient le spectre présenté sur la figure IV.19. On y retrouve un spectre à 9 points pour les $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ extrait des collisions pp à 900 GeV prises en 2010. Le spectre est ajusté par la même fonction de Tsallis employée précédemment, cette fois appliquée de manière directe, i.e. sans avoir recourt à la procédure développée en IV.D-1.ii.

En comparant les chiffres du tableau IV.6 à ceux présentés sur la figure IV.19⁹, on observe un bon accord, dans la limite des barres d'erreur, entre les deux spectres issus respectivement des données 2009 et 2010.

9. Concernant les paramètres issus de l'ajustement qui sont listés sur la figure, seules les incertitudes statistiques sont citées.

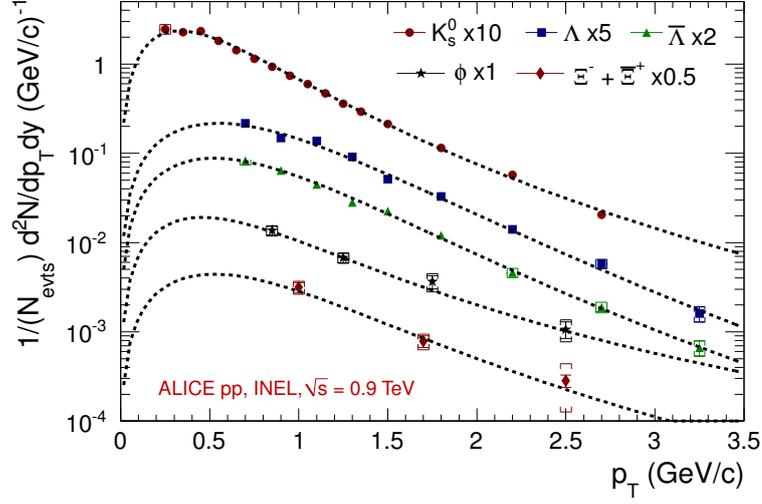


FIGURE IV.18 – Spectres corrigés des particules étranges dans les collisions pp à 900 GeV, dont celui des $(\Xi^- + \Xi^+)$ [ALI11b]. Les spectres sont séparés par un facteur d'échelle pour des raisons de lisibilité ; les points des spectres sont positionnés au centre des bins. Les lignes verticales délimitées par de courts traits horizontaux marquent l'incertitude statistique sur le signal (Eq. IV.6) ; les crochets indiquent la combinaison quadratique des incertitudes statistique et systématique. Les lignes en pointillés montrent les résultats des ajustements par une fonction de Tsallis.

$(\Xi^- + \Xi^+)$ (Tsallis param.)	
$ y(\Xi) $	< 0.8
p_T range (GeV/c)	[0.6 – 3.0]
$1/N_{\text{evt}}(\text{INEL}).dN/dy$	$(10.1 \pm 2.0 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
T_t (MeV)	175 ± 50
n	5.2 ± 2.3
$\rightarrow \langle p_T \rangle$ (GeV/c)	$0.95 \pm 0.14 \pm 0.03$
χ^2/NDF	–
Fraction of yield extrapol. at low p_T (%)	$35 \pm 8 \pm 4$

TABLE IV.6 – Résumé des caractéristiques du spectre de $(\Xi^- + \Xi^+)$ à 900 GeV, des données 2009. La figure présente les plages mesurées en rapidité et en p_T ainsi que les paramètres de l'ajustement, le $\langle p_T \rangle$ et la fraction extrapolée à bas p_T , tels qu'obtenus après ajustement du spectre par une fonction de Tsallis (IV.17).

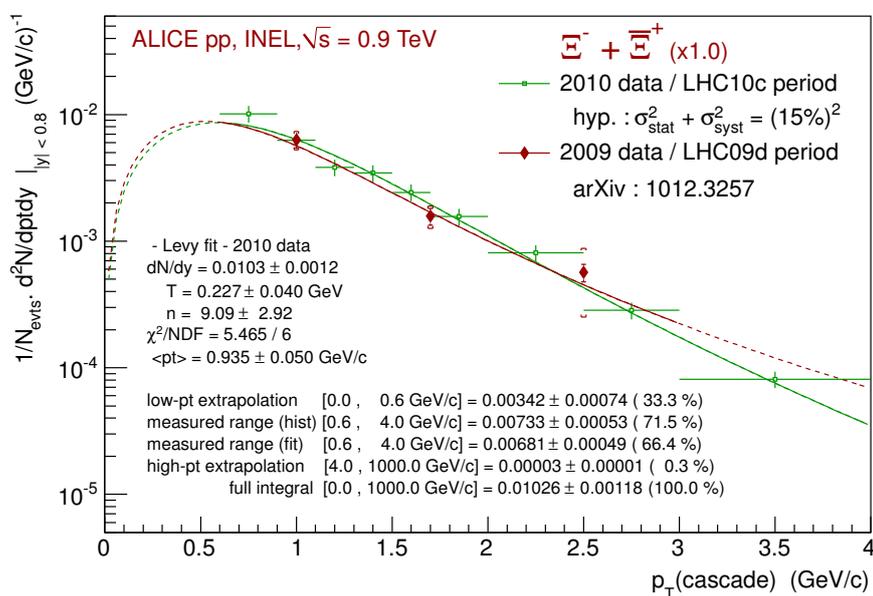


FIGURE IV.19 – Comparaison des spectres corrigés ($\Xi^- + \Xi^+$) à 900 GeV, entre les données pp de 2009 (0.251×10^6 événements de [ALI11b]) et celles de 2010 (4.97×10^6 évts).

– Chapitre V –

Analyse des baryons Ξ et Ω dans les collisions pp à 7 TeV

If your experiment needs statistics, you ought to have
done a better experiment.

Ernest Rutherford

(Version 1.3)

Contenu

V.A	Lot de données et conditions expérimentales	129
V.A-1	Période de données, LHC10d	129
V.A-2	Problématique de l’empilement d’événements	130
V.A-3	Choix des runs de l’analyse	131
V.A-4	Simulations avec enrichissement d’étrangeté	132
V.A-5	Environnement offline : suite logicielle et codes d’analyses	133
V.B	Spectres “Minimum Bias” à N bins en p_T	134
V.B-1	Sélection d’événements et de traces	134
V.B-2	Sélections topologiques	134
V.B-3	Sélections liées à l’identification de particules	136
V.B-3.i	Application du PID de la TPC	136
V.B-3.ii	Rejet du signal de Ξ^{\pm} pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$	138
V.B-4	Extraction du signal	138
V.B-5	Efficacités de reconstruction	143
V.B-6	Normalisation, N_{evt}	146

V.C	Études systématiques pour les spectres “Minimum Bias”	147
V.C-1	Comparaison des distributions réelles et MC	147
V.C-2	Systématiques : sélections topologiques	147
V.C-3	Systématiques : efficacités	149
V.C-4	Systématiques : extraction du signal	149
V.C-5	Systématiques : sélections des traces	150
V.C-6	Systématiques : identification de particules	150
V.C-6.i	dE/dx de la TPC	150
V.C-6.ii	Rejet du signal de $\bar{\Xi}^{\pm}$ pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$	150
V.C-7	Systématiques : budget de matière	151
V.C-8	Systématiques : section efficace des p et \bar{p}	151
V.C-9	Systématiques : <i>pile-up</i> , choix d'évts et normalisation	155
V.C-10	Feed-down : feed-down aux $\bar{\Xi}^{\pm}$	158
V.C-10.i	Contribution des résonances $\Xi(1530)^0$ et $\Xi(1530)^-$	158
V.C-10.ii	Contribution des $\bar{\Omega}^{\pm}$	159
V.C-11	Deux analyses conduites en parallèle	160
V.C-12	Résumé des incertitudes systématiques	160
V.D	Extraction du dN/dy et $\langle p_T \rangle$ Min. Bias	163
V.D-1	Ajustement des spectres (Tsallis)	163
V.D-2	Paramètres issus des ajustements Tsallis	164
V.D-2.i	dN/dy et $\langle p_T \rangle$: études systématiques	164
V.D-2.ii	Résultats des ajustements	165
V.D-3	Contours 2D des paramètres d'ajustement	165
V.E	Corrélations azimutales : ($\bar{\Xi}^{\pm}$ - h^{\pm})	168
V.E-1	Motivations de l'analyse de corrélations angulaires	168
V.E-2	Principes de l'analyse	169
V.E-2.i	Hypothèses simplificatrices	169
V.E-2.ii	Sélections topologiques resserrées	170
V.E-2.iii	Définition de corrélations : deux options	171
V.E-3	Quelques mots sur l'étude systématique	172
V.E-4	Description d'un résultat	173

Avec les données pp à 7 TeV accumulées par l'expérience ALICE au cours de l'année 2010, de nouvelles perspectives s'ouvrent pour les mesures relatives aux cascades. La portée physique des analyses peut être étendue ; les analyses différentielles, développées un cran plus loin. Dans le cas présent, un ensemble de données de près de 166 millions d'événements a été retenu. Avec

ce dernier, il devient possible d'étudier Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ séparément mais également Ω^- et $\bar{\Omega}^+$. Les quatre espèces de cascades chargées dans les collisions pp à 7 TeV sont l'objet de ce chapitre.

Plus précisément, ce chapitre est la présentation de deux analyses :

1. la mesure des spectres $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ à $|y| < 0.5$ pour Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- , $\bar{\Omega}^+$ dans les données MB ;
2. une analyse de corrélations angulaires $\bar{\Xi}^- - h^\pm$.

V.A Lot de données et conditions expérimentales

V.A-1 Période de données, LHC10d

Sur l'ensemble des données 2010, la période de données allant du 05 juin 2010 au 19 juillet 2010 a été retenue. Il s'agit de la période LHC10d. Cette prise de données correspond à des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cette énergie est en fait le niveau maximal possible au LHC pour la période 2010/2012, l'énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV ne pouvant être atteinte en toute sécurité pour la machine. Cette limitation est à relier au problème des aimants supraconducteurs qui ont perdu leur entraînement au *quenching* : ils ne peuvent plus subir sans risque de détérioration une transition brutale (accidentelle) vers l'état résistif [CER10].

L'objectif fixé en 2010 pour l'accélérateur n'est donc pas la montée en énergie mais l'augmentation progressive de la luminosité. Il existe plusieurs leviers sur lesquels jouer pour augmenter cette dernière :

- le nombre de protons par paquets,
- l'étranglement des faisceaux aux points de collision (dans le plan transverse aux faisceaux), quantifié par le paramètre β^* ¹,
- le nombre de paquets par faisceau.

Au début juin 2010, trois mois de fonctionnement du LHC se sont écoulés. Les opérateurs de la machine ont jusqu'ici surtout mis l'accent sur les deux premiers paramètres :

- la population de protons par paquet atteint régulièrement 0.9×10^{11} protons, soit une densité proche de la densité nominale du LHC ;
- par ailleurs, la valeur de β^* a été réduite de 11 m à 2 m.

Sur la période juin – juillet, l'effort est alors porté sur le nombre de paquets par faisceau. Le nombre de paquets est augmenté petit à petit, il passe de 2 à 16.

1. β^* est la distance au point d'interaction des faisceaux (IP) telle que diamètre transverse du faisceau est deux fois plus large que le diamètre au point de focalisation. Plus β^* est petit, plus la luminosité fournie en IP est grande. Voir section 2.1 de [EB08].

Ces semaines de l'été 2010 sont en fait les premiers moments de l'acquisition de données où le LHC commence à livrer une luminosité différente à l'expérience ALICE par rapport aux expériences ATLAS et CMS. Avec l'augmentation en luminosité, les détecteurs TPC et SDD commencent à saturer (vitesse d'acquisition limitée). Aussi, afin de préserver la qualité des données, la luminosité délivrée dans ALICE est délibérément bridée. Pour cela, deux mesures doivent être prises par les opérateurs du LHC :

1. les faisceaux sont désaxés l'un par rapport à l'autre, dans le plan transverse du point d'interaction ALICE,
2. le paramètre β^* est ramené à 3,5 m.

Au final, pour la période LHC10d, entre 1 et 8 paires de paquets sont mises en collision au point de croisement des faisceaux ALICE. La population de protons par paquet est maintenue à 0.9×10^{11} protons en moyenne. Ces chiffres conduisent à une luminosité instantanée de l'ordre de $10^{29} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le taux d'acquisition d'événements pendant cette période est compris entre 200 et 800 Hz environ. L'acquisition d'ALICE est déclenchée pour des collisions pp *a priori* inélastiques. Ce déclenchement *Minimum Bias* est le même que celui évoqué dans la section IV.A-1 pour les collisions à 900 GeV : MB_{OR}.

V.A-2 Problématique de l'empilement d'événements

Notons que, dans les conditions de faisceau exposées précédemment, il existe désormais du *pile-up* d'événement. Si le taux d'interactions multiples pp d'un croisement de paquets au suivant reste négligeable, les interactions multiples au sein d'un même croisement de paquets ne peuvent plus être ignorées.

Cette problématique est déterminante pour la physique. En effet, le tracking d'ALICE n'est pas adapté pour la reconstruction multiple d'événements : l'hypothèse de la reconstruction est que les hits laissés dans les détecteurs sont le produit d'une seule et même interaction pp. En conséquence, la possibilité de reconstruire plusieurs collisions physiques comme un seul événement pour l'analyse n'est pas marginale. On peut entrevoir les implications sur la normalisation au nombre d'événements, par exemple, mais aussi sur les caractéristiques mêmes des événements (multiplicité des traces, distributions en p_T , ...).

Il nous faut introduire ici la définition du paramètre μ comme le nombre moyen d'interactions pp inélastiques visibles par croisement de paquets. Ce paramètre est en fait l'espérance d'une distribution de Poisson : la probabilité de voir n_{int} interactions pp inélastiques au sein d'un croisement de paquets suit une telle loi discrète de distribution. En notant comme $P(n_{int}; \mu)$

cette probabilité, on a :

$$P(n_{int}; \mu) = \frac{\mu^{n_{int}} e^{-\mu}}{n_{int}!} \quad (V.1)$$

À partir de cette équation, on peut alors définir des grandeurs utiles pour la suite :

$$P(n \geq 1; \mu) = 1 - P(0; \mu) \quad (V.2)$$

$$= 1 - \frac{\mu^0 e^{-\mu}}{0!} = 1 - e^{-\mu} \quad (V.3)$$

la probabilité d'avoir au moins une interaction,
ce qui correspond à la probabilité
d'avoir un déclenchement *Minimum Bias*

$$P(n \geq 2; \mu) = 1 - P(0; \mu) - P(1; \mu) \quad (V.4)$$

$$= 1 - e^{-\mu} - \frac{\mu^1 e^{-\mu}}{1!} = 1 - e^{-\mu} - \mu e^{-\mu} \quad (V.5)$$

la probabilité d'avoir plus de 2 interactions pp (pile-up)

En faisant un développement limité à l'ordre 2 des équations V.3 et V.5 ci-dessus, on obtient :

$$P(n \geq 1; \mu) \underset{D.L.(ordre\ 2)}{\overset{\mu \ll 1}{\approx}} 1 - \left(1 - \mu + \frac{\mu^2}{2}\right) = \mu - \frac{\mu^2}{2} = \frac{\mu}{2}(2 - \mu) \quad (V.6)$$

$$P(n \geq 2; \mu) \underset{D.L.(ordre\ 2)}{\overset{\mu \ll 1}{\approx}} \frac{\mu}{2}(2 - \mu) - \mu \left(1 - \mu + \frac{\mu^2}{2}\right) = \frac{\mu^2}{2}(1 - \mu) \quad (V.7)$$

Cela conduit à définir la probabilité de pile-up *dans les événements déclenchés*, notée $R_{pile-up}$, comme :

$$R_{pile-up} = \frac{P(n \geq 2; \mu)}{P(n \geq 1; \mu)} \underset{D.L.(ordre\ 2)}{\overset{\mu \ll 1}{\approx}} \frac{\mu(1 - \mu)}{2 - \mu} \underset{\approx}{\overset{\mu \ll 1}{\approx}} \frac{\mu}{2} \quad (V.8)$$

Comme suggéré précédemment, les valeurs de μ sont dépendantes des conditions de faisceau. Ces valeurs peuvent toutefois être déterminées expérimentalement, run par run, sur la base des informations fournies par les triggers.

V.A-3 Choix des runs de l'analyse

La valeur de μ est naturellement un critère décisif pour constituer la liste de runs à exploiter pour l'analyse. Le choix a été fait de conserver les

runs ayant une valeur de μ comprise entre 0 et 0.1, afin de limiter le taux de pile-up à un pourcentage d'événements acceptable :

$$R_{pile-up} < \frac{P(n \geq 2; \mu = 0.1)}{P(n \geq 1; \mu = 0.1)} = \frac{0,47 \%}{9,52 \%} = 4,9\%. \quad (\text{V.9})$$

À cela, il faut ajouter les critères usuels : la présence opérationnelle de l'ITS et de la TPC et une qualité de données validée par le groupe *Quality Assurance* de la collaboration, i.e. détecteurs stables, faible bruit de fond des faisceaux, reconstruction exploitable ... (voir le tableau synoptique sur MonAlisa [ALI11d], période de données : LHC10d).

Au final, au sein de la période LHC10d, l'application de ces critères aboutit à la sélection de 54 runs en vue de l'analyse. Ensemble, ils comptent environ 166×10^6 interactions pp enregistrées et 131×10^6 événements valides pour l'analyse. Les valeurs moyennes de μ (barycentre pondéré par le nombre d'événements de chaque run) et du pile-up associé sont en fait, pour ces 54 runs :

$$\langle \mu \rangle = 0.058 \quad (\text{V.10})$$

$$\text{d'où : } \langle R_{pile-up} \rangle \approx 2,9 \% \quad (\text{V.11})$$

Les événements effectivement utilisés pour l'analyse sont ceux issus du deuxième cycle de reconstruction, itération où de bonnes performances ont été atteintes pour le tracking global : l'étalonnage de la TPC et de l'ITS est sous contrôle ; peu de *track splitting* ; l'information PID est paramétrée, ...

Des détails techniques supplémentaires sur les caractéristiques des données peuvent être trouvés sur la page Twiki de l'analyse, section I [Mai11c].

V.A-4 Simulations avec enrichissement d'étrangeté

Les productions Monte Carlo exploitées pour les corrections d'efficacité sont des productions PYTHIA [SMS06] (version 6.4, tune Perugia 0), attachées à ce cycle de reconstruction.

Il ne s'agit pas à proprement parler de simulations régulières PYTHIA. Nous sommes ici face à un hiatus entre les données réelles à 7 TeV et les simulations PYTHIA : d'une part, les données indiquent la présence d'un signal exploitable jusqu'à 7-8 GeV/c pour les Ξ , 5-6 GeV/c pour les Ω (comme on le verra plus loin dans la section V.B-4) ; d'autre part, PYTHIA – au même titre que d'autres modèles – sous-estime nettement la production des hyperons (voir plus loin, section VI.A). Il semble donc difficile de s'appuyer sur la statistique native du signal selon PYTHIA pour obtenir les corrections d'efficacité nécessaires.

Aussi, des productions Monte Carlo dédiées aux analyses ont dû être mises en place, une première production préparée pour l’analyse des Ξ^- et Ξ^+ , une seconde, pour l’analyse des Ω^- et Ω^+ . Ces productions sont faites avec un “enrichissement” de l’étrangeté. Cet enrichissement est fait de telle sorte qu’il préserve la physique modélisée par PYTHIA. L’option qui consiste à injecter artificiellement des baryons multi-étranges dans les événements MC a été exclue. Au lieu de cela, la simulation laisse PYTHIA générer les événements pp suivant ses propres modèles ; si l’événement généré ne contient pas de cascades, l’événement est éliminé ; s’il contient au moins un Ξ^- ou Ξ^+ , respectivement un Ω^- ou Ω^+ , émis aux pseudo-rapidités centrales, alors l’événement est retenu dans son ensemble et traité avec Geant3 pour le transport des particules dans le détecteur ALICE. La plage d’*acceptation* en pseudo-rapidité est en fait définie pour être suffisamment large et ne pas introduire d’effets de bord supplémentaires au niveau de l’*acceptance* du détecteur ($|\eta(\textit{acceptation})| < 1,2$).

En pratique, cela revient à rejeter 98,5 % des événements générés dans le cas de la production dédiée aux Ξ et 99,96 %, dans le cas des Ω . Ce qui pourrait passer pour une aberration en terme d’exploitation des ressources de calcul est en fait tolérable : dans la production d’une simulation MC, la partie transport de l’événement est ce qui prend le plus de temps (≈ 2 min/évt). En comparaison, la génération prend un temps bien moindre ($\approx 0,1$ s/évt).

Les simulations elles-mêmes sont fondées sur les 54 runs réels : les simulations en reprennent exactement les configurations des détecteurs (éléments actifs, canaux morts), les distributions mesurées en position des vertex primaires, etc (concept d’*anchor runs* MC, cf. Par. II.B-5.iv). La statistique simulée par run est proportionnelle au nombre d’interactions MB du run réel, de telle sorte que l’*anchor run* MC pèse dans l’ensemble de la simulation le même poids que le run réel dans la totalité des données réelles étudiées. Les deux simulations comptent chacune environ 2×10^6 événements reconstitués, statistique suffisante pour pouvoir calculer les corrections d’efficacité demandées par le spectre brut.

V.A-5 Environnement offline : suite logicielle et codes d’analyses

Le tableau V.1 résume les versions logicielles de la suite “Root+AliRoot+Geant3” exploitée pour la production des données et simulations. Notons que la même suite n’a pu être utilisée pour les données réelles et les simulations. Cela dit, l’usage de différentes versions d’AliRoot ne doit induire ici que des effets de second ordre sur l’efficacité de reconstruction (différences en termes de reconstruction, tracking global ou PID), le software ALICE étant désormais “mature” et stable.

Cycles de prod. pour Pass 2	Root	AliRoot	Geant3
LHC10d - Pass 2 / ESD	v5-27-06a-1 v5-27-06b	v4-19-Rev-13 v4-19-Rev-27	–
Ξ PYTHIA Perugia-0 (LHC11a6a)	v5-27-06c	v4-20-Rev-11	v1-11-19
Ω PYTHIA Perugia-0 (LHC11a6b)	v5-27-06c	v4-20-Rev-11	v1-11-19

TABLE V.1 – Cycles de production attachés à la période LHC10d, utilisés pour l’analyse des données à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Concernant les codes de l’analyse, ceux-ci demeurent les mêmes que ceux référencés dans la section IV.A-2. Les codes ont été adaptés et développés au fur et à mesure de l’analyse à 7 TeV.

V.B Spectres “Minimum Bias” à N bins en p_t

Cette partie du chapitre va présenter la mise en œuvre d’une première analyse des baryons Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ et Ω^- , $\bar{\Omega}^+$ à 7 TeV, à savoir l’extraction de quatre spectres $d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ dans les collisions proton-proton *Minimum Bias*. Les principes de l’analyse sont ceux longuement évoqués dans le Chap. IV. Aussi, la présente section va être définie en tenant compte de ce qui a déjà été présenté. Elle insistera essentiellement sur les nouveautés liées à l’analyse spectrale à 7 TeV. Il en ira de même pour les sections suivantes également relatives aux spectres MB.

V.B-1 Sélection d’événements et de traces

Les sélections relatives à la nature de l’événement, présentées dans les sections IV.B-2 et IV.B-7.i, sont reprises pour l’analyse des collisions pp à 7 TeV. De même, les sélections sur la qualité des traces (TPCrefit, 80 clusters TPC...) sont appliquées à l’identique dans la présente analyse (voir par. IV.B-3.i).

V.B-2 Sélections topologiques

Les valeurs des sélections topologiques retenues pour l’analyse de données à 900 GeV ne peuvent être ré-exploitées directement à 7 TeV. La multiplicité des traces étant plus importante dans ces collisions pp de plus haute énergie, les coupures mises en place à 900 GeV se traduisent par un niveau de bruit de fond plus élevé, soit par un rapport signal à bruit plus faible. Ce premier aspect doit être conjugué à un nombre d’événements réels à traiter environ

500 fois plus grand dans le cas présent. En d’autres termes, *plus* de signal est certes récupéré mais cela va de pair avec *beaucoup plus* de bruit... Cette “inflation” du bruit pose un problème *technique* pour ce qui concerne le traitement (temps de calcul, gestion de la mémoire vive) et un problème *physique* (extraire le signal, quand il reste visible).

Il a donc fallu revoir les coupures appliquées aux Ξ^{\pm} et, de manière générale, les resserrer un peu² pour les adapter aux conditions rencontrées dans les données pp à 7 TeV. Chaque coupure est revisitée à l’aune de ce qui est observé pour les candidats associés des simulations Monte Carlo. Les coupures sont définies pour limiter les pertes de signal à une fraction comprise entre 2 et 10% selon la sélection considérée. Les valeurs retenues pour l’analyse des Ξ^{\pm} sont données dans le Tab. V.2.

Le tableau V.2 donne également la liste de nouvelles coupures, celles qu’il a fallu définir pour les Ω^{\pm} . Les coupures liées à ces baryons sont naturellement proches de celles choisies pour les Ξ^{\pm} . Les sélections appliquées aux Ω^{\pm} sont toutefois réajustées par rapport à celles des hyperons doublement étranges, pour tenir compte de deux faits :

1. le signal des Ω^{\pm} est moins abondant que celui des Ξ^{\pm} , le rapport signal à bruit est plus faible ;
2. la distance de vol des Ω^{\pm} est plus courte que celle des Ξ^{\pm} ($c\tau(\Omega^-) = 2.46$ cm contre 4.91 cm).

Comme cela était le cas pour l’analyse à 900 GeV, le choix a été fait, à nouveau, de ne pas appliquer des sélections différentes entre particules et anti-particules, pour les Ξ^- et Ξ^+ , mais aussi pour les Ω^- et Ω^+ . Ce choix apparaît sans doute moins naturel dans le cas présent, dans la mesure où les sélections qui appelleraient une différenciation – telles les (DCA(neg/Prim. Vtx) et DCA(pos/Prim. Vtx) – sont ici des sélections bel et bien efficaces, i.e. avec des niveaux de coupures impliquant une perte non nulle de signal (situation différente à 900 GeV, voir toute fin de la sous-section IV.B-4). Ce choix est pourtant fait dans l’analyse à 7 TeV afin de ne pas compliquer l’analyse et les corrections au-delà du nécessaire. En guise de compromis, les valeurs de coupures pour les DCA(neg/Prim. Vtx) et DCA(pos/Prim. Vtx) ont été choisies en étudiant plus particulièrement l’impact de ces sélections sur la trace fille qui est “la plus affectée”, le proton ou l’anti-proton avant les pions (cf. Fig. IV.3).

2. Si les conditions présentes sont plus exigeantes que dans l’analyse à 900 GeV, le niveau de bruit de fond reste bien entendu faible comparativement à ce que l’on peut observer dans les collisions A–A (ex : pour un signal intégré sur la plage de p_T , $S/B \approx 2-2,5$ pour Ξ^{\pm} et $\approx 0,25$ pour Ω^{\pm} , en Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV)...

V0 vertexer	$\Xi^{\pm\pm}$, 900 GeV (<i>hyper loose</i>)	$\Xi^{\pm\pm}$, 7 TeV	$\bar{\Omega}^{\pm\pm}$, 7 TeV
DCA (neg/Prim. Vtx)	> 0.01 cm	> 0.04 cm	> 0.03 cm
DCA (pos/Prim. Vtx)	> 0.01 cm	> 0.04 cm	> 0.03 cm
DCA (pos/neg)	< 3.0 σ	< 1.6 σ	< 1.6 σ
cos (V0 pointing angle)	> 0.97	> 0.97	> 0.97
R_T (V0 decay vtx)	> 0.2 cm	> 1.4 cm	> 1.4 cm
R_T (V0 decay vtx)	< 100 cm	< 100 cm	< 100 cm
Casc. vertexer	$\Xi^{\pm\pm}$, 900 GeV (<i>hyper loose</i>)	$\Xi^{\pm\pm}$, 7 TeV	$\bar{\Omega}^{\pm\pm}$, 7 TeV
M (V0)	$M_{pdg}(\Lambda)_{-5.7 \text{ GeV}/c^2}^{+6.3 \text{ GeV}/c^2} = 1.110 - 1.122 \text{ GeV}/c^2$		
DCA (V0/Prim. Vtx)	> 0.001 cm	> 0.07 cm	> 0.07 cm
DCA (bach./Prim. Vtx)	> 0.01 cm	> 0.05 cm	> 0.05 cm
DCA (bach./V0)	< 3.0 cm	< 1.6 cm	< 1.0 cm
cos (casc. pointing angle)	> 0.85	> 0.97	> 0.97
R_T (casc. decay vtx)	> 0.2 cm	> 0.8 cm	> 0.6 cm
R_T (casc. decay vtx)	< 100 cm	< 100 cm	< 100 cm

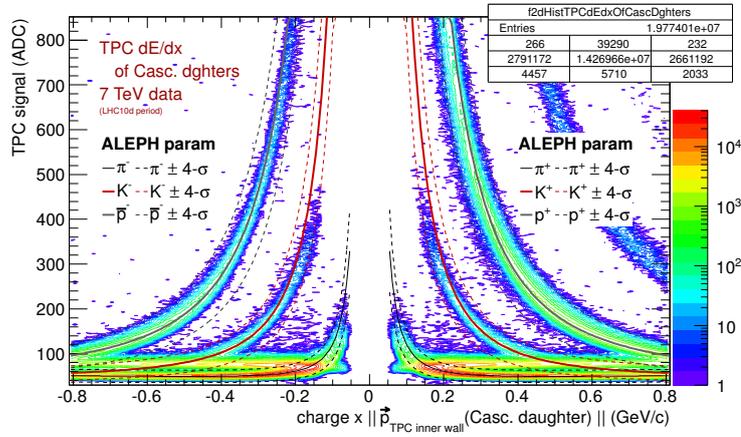
TABLE V.2 – Jeu des sélections topologiques utilisées par les *vertexers* V0 [Ali11f] et Cascade [Ali11e], dans l’optique de la reconstruction des cascades $\Xi^{\pm\pm}$ et $\bar{\Omega}^{\pm\pm}$, dans les données pp ALICE à 7 TeV. Les sélections à 900 GeV sont mentionnées pour comparaison (voir Tab. IV.2). Pour un événement pp à 7 TeV des données 2010, qui contient une cascade, la résolution sur la position du vertex primaire est environ de $110 \mu\text{m} = 0,011 \text{ cm}$ en moyenne, cette résolution peut être précisée jusqu’à $55 \mu\text{m} = 0,0055 \text{ cm}$ pour les événements avec un grand nombre de traces.

V.B-3 Sélections liées à l’identification de particules

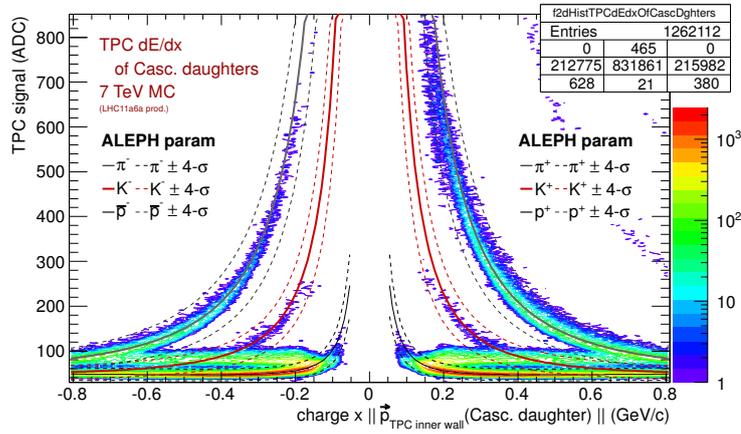
V.B-3.i Application du PID de la TPC

Comme pour l’analyse pp à 900 GeV, l’information PID de la TPC est exploitée pour la présente analyse, avec des sélections à $\pm 4\sigma_{\text{TPC}}$ de la paramétrisation ALEPH, appliquées sur toute la gamme en $p_T(\text{casc.})$, et ce, pour chacune des trois traces filles des $\Xi^{\pm\pm}$ mais aussi $\bar{\Omega}^{\pm\pm}$. La figure V.1 montre les pertes dE/dx ainsi que les paramétrisations ALEPH correspondantes pour les données réelles et MC utilisées pour cette analyse.

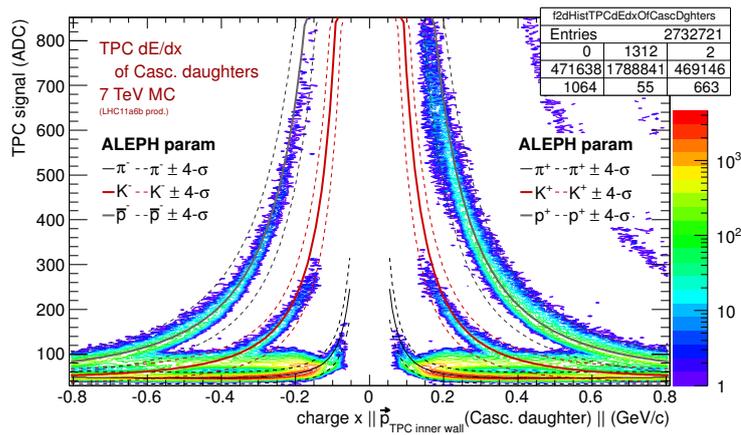
Les baryons $\bar{\Omega}^{\pm\pm}$ présentent la particularité d’être construits à partir de trois traces de natures différentes : un pion, un kaon et un proton. En terme de PID, le proton et le kaon étant produits en faibles proportions par rapport



(R)



(MC Ξ)



(MC Ω)

FIGURE V.1 – Graphe de contrôle : dE/dx dans la TPC pour les filles des candidats cascades, pour les données réelles à 7 TeV (LHC10d Pass2) (R) ainsi que pour les productions MC associées, celle dédiée aux Ξ (MC Ξ) et celle dédiée aux Ω (MC Ω).

aux pions, c'est donc l'identification de ces deux particules les plus rares qui, en premier lieu, rejette une partie significative du bruit de fond (facteur 2).

Dans le cas des $\bar{\Omega}^{\pm}$, outre le rejet d'une partie du bruit de fond combinatoire, le PID sur le méson étrange permet aussi de faire une discrimination entre les candidats $\bar{\Xi}^{\pm}$ (pion célibataire) et les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$ (kaon célibataire). En ce sens, l'identification des K^{\pm} permet pour les $\bar{\Omega}^{\pm}$ de retirer une partie significative du bruit de fond induit par le signal de $\bar{\Xi}^{\pm}$ (cf. Par. III.B-3.iv et le fait qu'un candidat cascade construit topologiquement est à la fois un candidat Ξ et un candidat Ω .)

V.B-3.ii Rejet du signal de $\bar{\Xi}^{\pm}$ pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$

L'effet bénéfique du PID de la TPC est naturellement limité à la gamme d'impulsion pour laquelle la séparation entre les espèces π^{\pm} , K^{\pm} et p^{\pm} est univoque. Cela est donc limité aux basses impulsions : $p(K^{\pm}) \lesssim 0.4$ GeV/c et $p(p^{\pm}) \lesssim 0.8$ GeV/c d'après la figure V.1, ce qui, pour $p_T(\bar{\Xi}^{\pm})$ et $p_T(\bar{\Omega}^{\pm})$, revient à $\lesssim 1.1$ GeV/c et $\lesssim 1.7$ GeV/c, respectivement.

Pour les $\bar{\Xi}^{\pm}$, ce PID suffit : à partir du moment où l'effet du PID de la TPC s'estompe, le bruit de fond est déjà d'un niveau faible. Pour le $\bar{\Omega}^{\pm}$, en revanche, il peut être constaté qu'aux impulsions où le PID cesse d'avoir un impact, le bruit de fond combinatoire reprend un poids un peu plus important par rapport au signal (significane qui diminue).

Pour prolonger l'effet PID au-delà des possibilités de la TPC, le choix a été fait de rajouter une sélection sur les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$, à savoir rejeter les candidats qui, sous l'hypothèse $\bar{\Xi}^{\pm}$, ont une masse invariante comprise dans l'intervalle $M_{pdg}(\bar{\Xi}^{\pm}) \pm 8$ MeV/c². En d'autres termes, on rejette le signal identifié de $\bar{\Xi}^{\pm}$ qui ne peut être qu'un bruit de fond supplémentaire pour le signal de $\bar{\Omega}^{\pm}$. Ce rejet intervient en doublon du PID de la TPC aux basses impulsions mais surtout, assure une réduction du bruit de fond au-delà. Par souci de cohérence, il est mis en place dans l'analyse des données réelles et MC.

La figure V.2 montre comment le signal de Ξ se distribue lorsqu'il est pris pour un Ω : le signal de $\bar{\Xi}^{\pm}$ vient surtout peupler la région des basses masses invariantes sur la distribution en masse des candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$. Les véritables Ξ sont donc un bruit de fond important dans la région où le signal de Ω est attendu. Nous aurons l'occasion de revenir sur les notations posées sur cette figure V.2 par la suite, au moment où les études systématiques liées à ce rejet seront présentées (Par. V.C-6.ii).

V.B-4 Extraction du signal

Le protocole d'extraction du signal tel que présenté dans la section IV.B-5 est suivi en tout point dans l'analyse à 7 TeV. Le signal étant bien

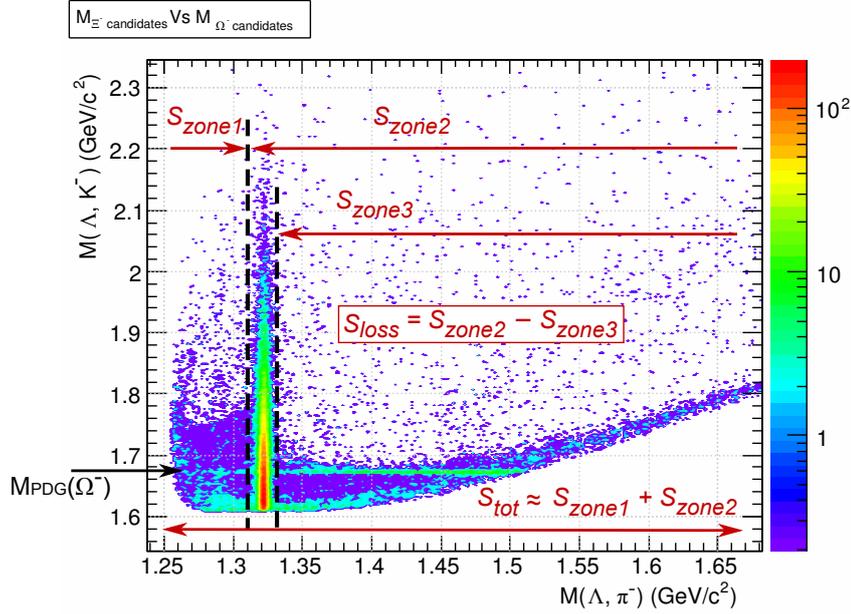


FIGURE V.2 – Étude liée au rejet du signal Ξ^- pour les candidats Ω^- . Le graphe en 2 dimensions, issu des données réelles, montre comment se répartit la totalité du signal de Ξ^- lorsque ce dernier est pris pour candidat Ω^- .

plus abondant, il est permis d’étudier séparément les Ξ^- et les Ξ^+ , mais aussi les Ω^- et les Ω^+ . Intégré en p_T et extrait aux rapidités centrales ($|y| < 0,5^3$), le signal total compte ainsi plus 100×10^3 coups pour les Ξ^- de même que pour les Ξ^+ (voir Fig. V.3). Et ce sont près de 5×10^3 cascades qui sont correctement reconstruites pour chacune des espèces chargées de Ω (voir Fig. V.4).

Cette grande quantité de signal pour les hyperons multi-étranges nous permet d’extraire deux spectres de Ξ^- et Ξ^+ allant de $p_T = 0,6$ à $8,5$ GeV/c, répartis sur 18 bins, et d’extraire deux spectres de Ω^- et Ω^+ allant de $0,8$ à $5,0$ GeV/c discrétisés en 8 bins. La répartition du signal sur toute l’étendue en p_T du spectre mesuré est montrée pour chacune des espèces de cascade sur la figure V.5, suivant le binning proposé dans le tableau V.3. Dans l’ensemble, les valeurs de la signification du signal et du rapport signal à bruit sont élevées. Elles indiquent la présence d’un signal clairement défini au-dessus du niveau de bruit. Notons que la valeur de la signification et le rapport signal à bruit dépendent des sélections topologiques, du PID mais aussi de l’intervalle en p_T considéré (valeur moyenne en p_T sur le bin et largeur du bin de p_T).

3. Dans la mesure où la statistique du signal de cascade n’est plus véritablement le facteur limitant, le choix a été fait de se restreindre à un intervalle en rapidité plus petit par rapport au choix fait à 900 GeV ; voir section IV.B-6.ii.

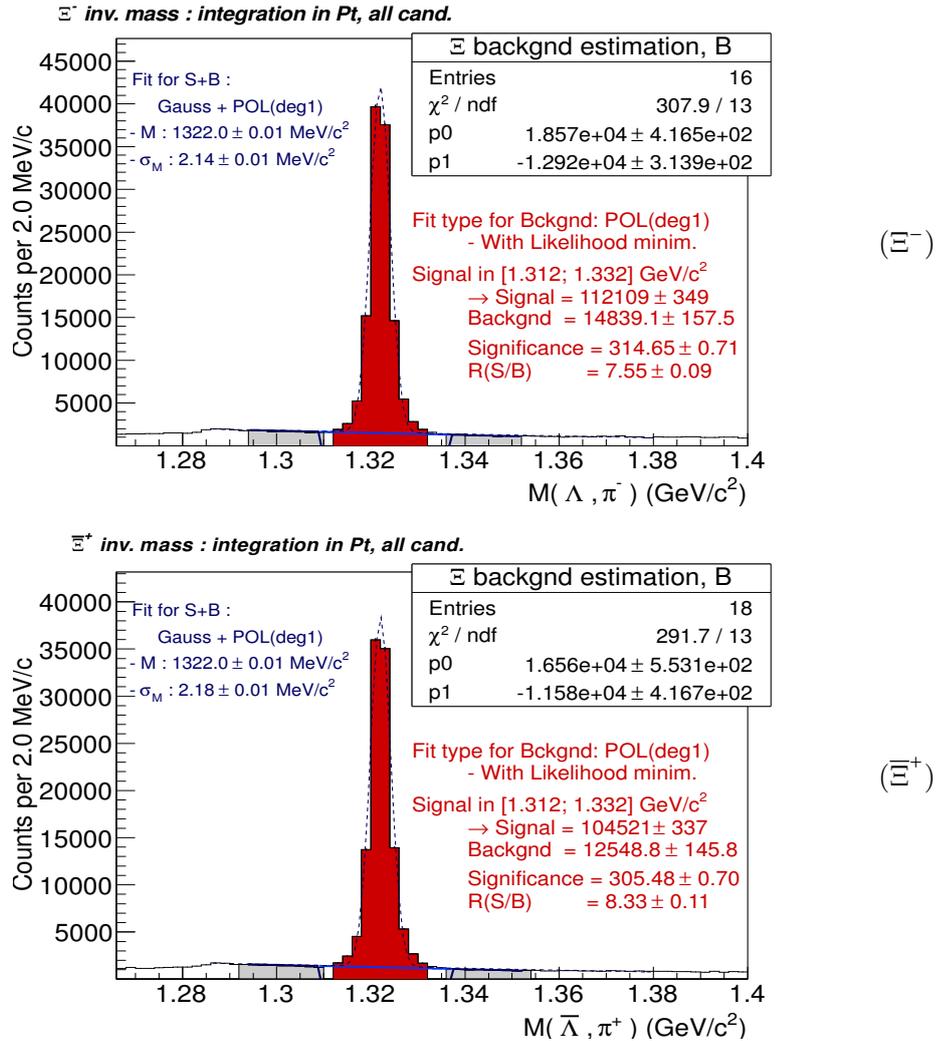


FIGURE V.3 – Distribution de masse invariante intégrée en p_T des candidats Ξ^- et Ξ^+ dans les données pp *Minimum Bias* à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. La zone grisée représente la plage de masse invariante sur laquelle le bruit de fond est échantillonné; la zone rouge délimite la plage contenant le signal.

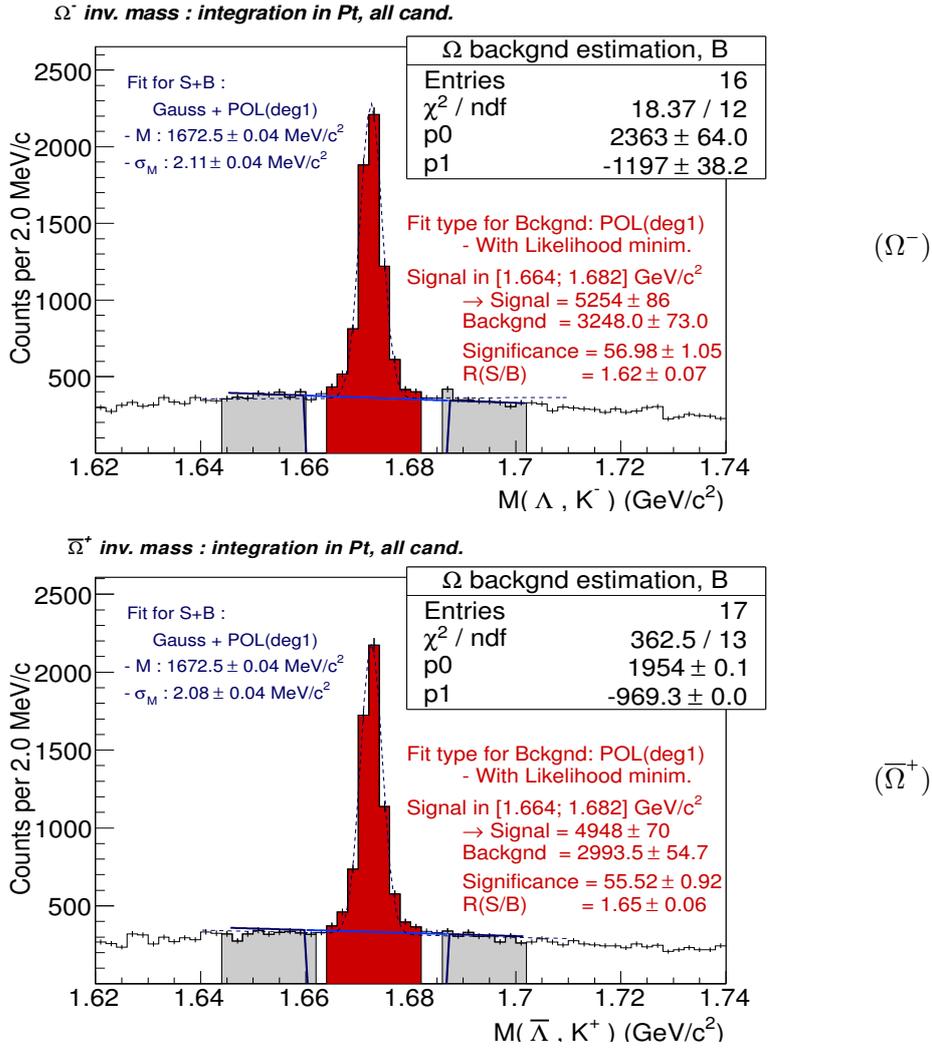


FIGURE V.4 – Distribution de masse invariante intégrée en p_T des candidats Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ dans les données pp *Minimum Bias* à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. La zone grisée représente la plage de masse invariante sur laquelle le bruit de fond est échantillonné; la zone rouge délimite la plage contenant le signal.

Espèce	Ξ^- et Ξ^+
Signal total	$S(\Xi^-) = 112\,109 \pm 349$ $S(\Xi^+) = 104\,521 \pm 337$
$ y(casc) $	< 0.5
N_{evt}	$131,1 \times 10^6$ évts (après toutes les sélections d'évts)
Binning en p_T	18 bins = { 0,6 - 0,8 - 0,9 - 1,0 - 1,1 - 1,2 - 1,3 - 1,4 - 1,5 - 1,7 - 1,9 - 2,2 - 2,6 - 3,1 - 3,9 - 4,9 - 6,0 - 7,2 - 8,5 } GeV/c
$S/\sqrt{S+B}$	\approx de 42 à 115 (max. à $p_T(\Xi) \approx 2$ GeV/c)
S/B	\approx de 4 à 10 (max. à $p_T(\Xi) \approx 5$ GeV/c)
Espèce	Ω^- et Ω^+
Signal total	$S(\Omega^-) = 5\,254 \pm 86$ $S(\Omega^+) = 4\,948 \pm 70$
$ y(casc) $	< 0.5
N_{evt}	$131,1 \times 10^6$ évts (après toutes les sélections d'évts)
Binning en p_T	8 bins = { 0,8 - 1,2 - 1,6 - 1,9 - 2,2 - 2,5 - 3,0 - 3,8 - 5,0 } GeV/c
$S/\sqrt{S+B}$	\approx de 14 à 22 (max. pour $p_T(\Omega) \in [1, 2; 3, 8]$ GeV/c)
S/B	\approx de 1,4 à 1,7

TABLE V.3 – Caractéristiques du signal extrait suivant p_T pour les quatre espèces de cascade.

V.B-5 Efficacités de reconstruction

La figure V.6 montre, pour les différentes cascades, les efficacités de reconstruction telles qu’elles sont données par l’équation (IV.7) (“efficacité \times acceptance \times B.R.”) de la section IV.B-6.i. Cette figure appelle plusieurs commentaires.

disparité de l’efficacité entre particule et anti-particules : comme annoncé dans la section IV.C-7, à production égale, la statistique des Ξ^+ (Ω^+) reconstruits est inférieure à celle des Ξ^- (Ω^-). Ceci est dû à la probabilité d’annihilation des \bar{p} – issus des $\bar{\Lambda}$ – avec les protons présents dans les matériaux des détecteurs. En conséquence, on retrouve une moindre efficacité de reconstruction pour les Ξ^+ et les Ω^+ .

chute de l’efficacité à haut p_T plutôt que saturation (?) : *a priori*, on attendrait de l’efficacité qu’elle augmente jusqu’à saturer au niveau de l’efficacité théorique maximale, i.e. le produit du rapport d’embranchement multiplié par le produit des efficacités de reconstruction de chacune des particules filles du canal considéré (voir Eq. IV.8). En pratique, ce n’est pas ce qui est observé ici pour les Ξ^{\pm} . La raison principale en est que les sélections sont les mêmes quel que soit le bin de p_T (casc.) considéré, il n’y a pas de sélection fonction de l’impulsion. Ceci est fait par souci de simplicité, i.e. afin de maintenir une certaine facilité dans la mise en œuvre de l’analyse et des études systématiques. En conséquence, il existe un certain nombre de sélections qui se trouvent moins adaptées aux hautes impulsions transverses.

Il s’agit dans une moindre mesure :

- des sélections liées à des DCA minimales au vertex primaire (les traces de haut p_T avec une DCA au vertex primaire naturellement plus petite sont abusivement rejetées) ;
- de la coupure en masse invariante appliquée pour isoler les candidats Λ (pour les mêmes raisons que celles exposées au Par. IV.B-5, voir la remarque sur la position moyenne et largeur du pic de masse) ;

et, surtout :

- de la présence d’une borne supérieure pour le volume fiduciaire, qu’il s’agisse d’une sélection explicite (100 cm sur la position transverse des vertex de désintégration, voir Tab. V.2) ou implicite (80 *clusters* par trace, demandés dans la TPC).

La borne supérieure du volume fiduciaire est à prendre en compte pour la désintégration des Ξ^{\pm} eux-mêmes mais aussi pour celle des Λ secondaires, survenant en aval dans la chaîne de désintégration. Il faut donc que les deux désintégrations successives aient lieu en-deçà de cette limite. Or, plus l’impulsion des Ξ^{\pm} est élevée, plus les désintégrations en

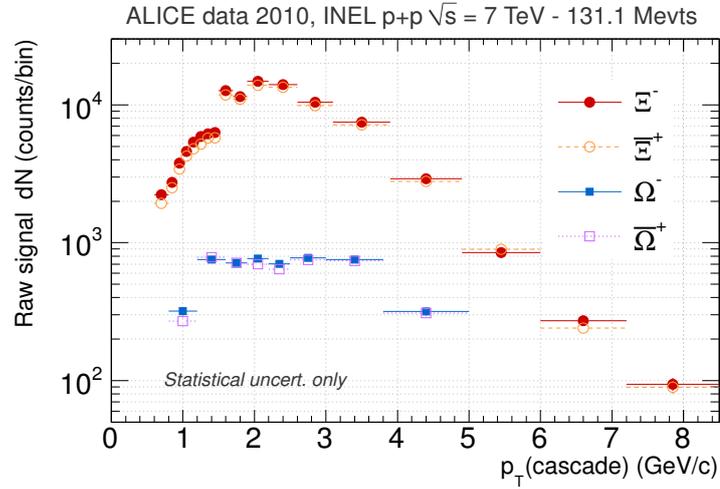


FIGURE V.5 – Valeurs bin par bin du signal brut extrait, à $|y| < 0,5$, pour chacune des quatre espèces de cascade, dans les collisions pp *Minimum Bias* à 7 TeV.

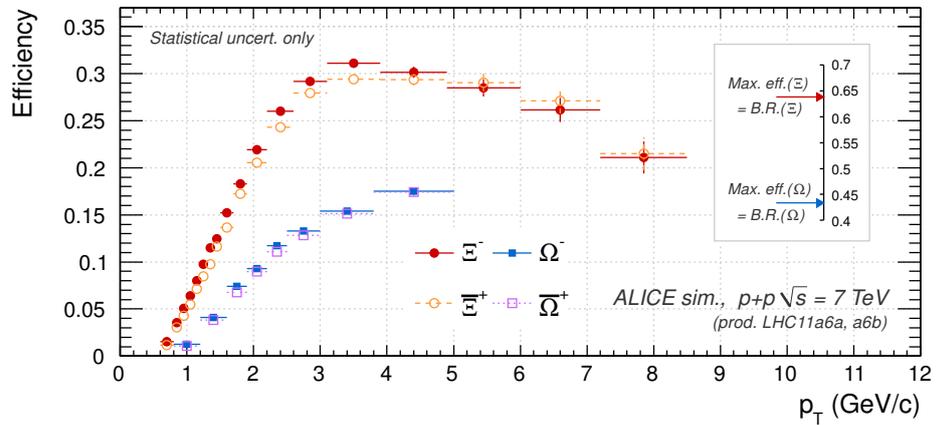


FIGURE V.6 – Efficacité de reconstruction (“efficacité \times acceptance \times B.R.”) aux rapidités centrales ($|y(casc)| < 0.5$) pour chacune des quatre espèces de cascade, dans les collisions pp à 7 TeV (résultats issus des productions avec enrichissement d’étrangeté, cf. section V.A-4).

dehors du volume fiduciaire deviennent probables. D’après l’Eq. (39.14) de [N⁺10], la probabilité de survie d’une particule A au-delà d’une distance de vol L_0 (dans l’espace tridimensionnel) peut être notée :

$$P_{survie}(L > L_0) = e^{-(m_A L_0)/(\tau_A \|\vec{p}_A\|)} \quad (\text{V.12})$$

avec : m_A , masse nominale de la particule A,
 τ_A , temps propre moyen de vie de A,
 $\|\vec{p}_A\|$, impulsion totale de A.

Dans le cas présent, la probabilité qu’un Λ issu de Ξ survive au-delà d’une distance L_0 doit prendre en compte la distance supplémentaire couverte au préalable par le baryon Ξ . La probabilité pour un Λ de survivre au-delà d’une distance L_0 , sachant que le Ξ parent s’est désintégré au préalable en ℓ_Ξ , est exprimée comme :

$$dP_\Lambda(L > L_0) = e^{-\frac{m_\Xi \ell_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi}} \frac{m_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi} d\ell_\Xi e^{-\frac{m_\Lambda \ell_\Lambda}{\tau_\Lambda p_\Lambda}} \quad (\text{V.13})$$

$$dP_\Lambda(L > L_0) = e^{-\frac{m_\Xi \ell_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi}} \frac{m_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi} d\ell_\Xi e^{-\frac{m_\Lambda(L_0 - \ell_\Xi)}{\tau_\Lambda p_\Lambda}} \quad (\text{V.14})$$

Comme le Λ conserve la majeure partie de l’impulsion du Ξ , i.e. au premier ordre proportionnellement au rapport de masse $m_\Lambda/m_\Xi = 85\%$, on a :

$$dP_\Lambda(L > L_0) = \underbrace{e^{-\frac{m_\Xi \ell_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi}} \frac{m_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi} d\ell_\Xi}_{(A) \text{ désintégration du } \Xi} \underbrace{e^{-\frac{m_\Lambda(L_0 - \ell_\Xi)}{\tau_\Lambda 0.85p_\Xi}}}_{(B) \text{ survie du } \Lambda} \quad (\text{V.15})$$

Les équations (V.13) à (V.15) s’articulent autour de deux termes.

- le terme (A) correspond à la probabilité de *désintégration* du Ξ précisément à une distance ℓ_Ξ ; ce terme est issu de la différence de probabilités : $P_{survie,\Xi}(L > \ell_\Xi) - P_{survie,\Xi}(L > \ell_\Xi + d\ell_\Xi)$.
- le terme (B) définit la probabilité du Λ issu du Ξ de couvrir la distance restante jusqu’à la longueur L_0 et ainsi *survivre* au moins jusqu’à ce point.

On se propose ici de prendre l’impulsion p_Ξ comme donnée de départ. Pour obtenir la probabilité finale, il faut additionner l’ensemble des configurations possibles conduisant à la présence d’un Λ au-delà de L_0 , soit intégrer sur l’ensemble des positions de désintégration du Ξ . On aboutit alors à l’équation :

$$P_\Lambda(L > L_0, p_\Xi) = \int_0^{L_0} \frac{m_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi} e^{-\frac{m_\Xi \ell_\Xi}{\tau_\Xi p_\Xi}} e^{-\frac{m_\Lambda(L_0 - \ell_\Xi)}{\tau_\Lambda 0.85p_\Xi}} d\ell_\Xi \quad (\text{V.16})$$

De manière analogue, on obtient pour un Λ issu de Ω l'équation suivante :

$$P_{\Lambda}(L > L_0, p_{\Omega}) = \int_0^{L_0} \frac{m_{\Omega}}{\tau_{\Omega} p_{\Omega}} e^{-\frac{m_{\Omega} \ell_{\Omega}}{\tau_{\Omega} p_{\Omega}}} e^{-\frac{m_{\Lambda}(L_0 - \ell_{\Omega})}{\tau_{\Lambda} 0.66 p_{\Omega}}} d\ell_{\Omega} \quad (\text{V.17})$$

En prenant les valeurs numériques fournies dans le Tab. III.1 pour m_{Ξ} , m_{Ω} , m_{Λ} , $c.\tau_{\Xi}$, $c.\tau_{\Omega}$, $c.\tau_{\Lambda}$, et en prenant une cascade purement transverse ($\vec{p} = \vec{p}_T$), on aboutit aux courbes présentées sur la Fig. V.7. Cette figure illustre la présence, en quantité non négligeable, de Λ à grand rayon transverse, lorsque ces derniers sont issus de Ξ de haute impulsion (probabilité de survie $\approx 24\%$ à 1 m pour $\|\vec{p}_{\Xi}\| = 8 \text{ GeV}/c$). L'effet pour les Ω est moindre sur la plage mesurée ($\approx 2\%$ à 1 m pour $\|\vec{p}_{\Omega}\| = 5 \text{ GeV}/c$).

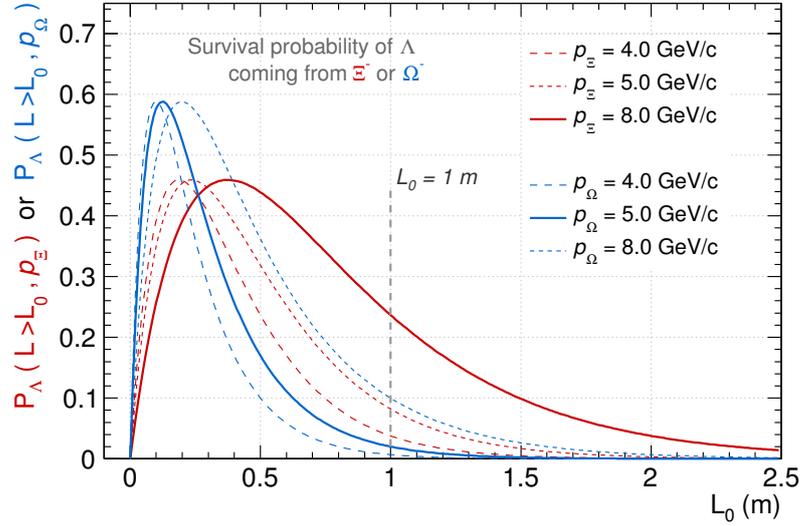


FIGURE V.7 – Probabilités de survie d'un Λ issu d'une cascade (Ξ^- ou Ω^-) au-delà d'une distance L_0 au vertex primaire. Chaque courbe correspond à une impulsion donnée pour la particule mère.

V.B-6 Normalisation, N_{evt}

Pour l'analyse à 7 TeV, le choix a été fait de normaliser aux collisions pp inélastiques (INEL), comme cela a pu être fait pour l'analyse à 900 GeV. Les corrections à apporter sur le nombre d'événements utilisé pour la normalisation doivent prendre en compte les mêmes aspects que ceux énumérés dans la section IV.B-7.i.

Dans le cas présent, l'efficacité du déclenchement pour des collisions inélastiques avec le trigger *Minimum Bias* (incluant les sélections physiques

d'événements) est de $\varepsilon_{\text{INEL}} = 85.2 \pm 6.8 \%$ [PftAC11a]. Cela nous conduit à la normalisation aux collisions inélastiques suivante :

$$N_{\text{evt}}(\text{INEL}) = N_{\text{evt,PhySel}} / \varepsilon_{\text{INEL}} \quad (\text{V.18})$$

V.C Études systématiques pour les spectres “Minimum Bias”

Les études systématiques de l'analyse des spectres *Minimum Bias* à $\sqrt{s} = 7$ TeV sont présentées dans cette section. Comme on pourra le constater, les vérifications systématiques exposées dans cette section sont réparties en deux catégories. Une première classe d'études reprend largement les études menées pour l'analyse à 900 GeV ; dans ce cas, il va s'agir avant tout de marquer les différences principales entre les contrôles à 7 TeV et ceux à 900 GeV. A cela vient s'ajouter un deuxième groupe d'études. En effet, la grande statistique de signal et l'apparition des baryons $\bar{\Xi}^-$ dans l'analyse ouvrent la voie à de nouvelles vérifications ; le texte doit donc détailler également les contrôles complémentaires, spécifiques de la présente analyse.

V.C-1 Comparaison des distributions réelles et MC

Comme c'est le cas pour l'analyse à 900 GeV (Par. IV.C-1), les études systématiques commencent par une comparaison des distributions des variables de sélections entre les données réelles et MC. Dans la mesure où les simulations Monte Carlo utilisées pour l'analyse sont des simulations enrichies en baryons multi-étranges, on ne peut espérer reproduire les distributions et du signal et du bruit (rapports signal à bruit très différents). En se concentrant sur les distributions rattachées au signal (type “Real-S-VsMCreco-S” de Par. IV.C-1), un bon accord relatif est observé entre les données réelles et les données MC. Le détail des comparaisons peut être consulté dans la section III.1 de la page Twiki [Mai11c].

V.C-2 Systématiques : sélections topologiques

L'étude systématique touchant aux sélections topologiques suit en tout point le même protocole que celui développé pour l'analyse à 900 GeV (Par. IV.C-2). Les résultats détaillés de cette étude peuvent être trouvés dans la section III.3 de la page Twiki [Mai11c].

Une différence notable vient du nombre de spectres à considérer pour cette étude. Il s'agit de vérifier la signification statistique de l'écart au spectre de référence, obtenu après chaque variation de coupure, sur chaque bin de chaque spectre, ce qui impose la considération de :

- 18 bins \times 11 sélections topologiques \times (5-1) variations, pour les Ξ^- ,

- 18 bins \times 11 sélections topologiques \times (5-1) variations, pour les Ξ^+ ,
- 8 bins \times 11 sélections topologiques \times (5-1) variations, pour les Ω^- ,
- 8 bins \times 11 sélections topologiques \times (5-1) variations, pour les $\bar{\Omega}^+$,

soit : 2288 différences entre valeurs de spectres à considérer. En conséquence, la procédure qui consiste à comparer les spectres et mettre en place le tri suivant les formules données par les Eq. (IV.13) et (IV.14) page 110 a dû être automatisée. Cela a pu être réalisé à l’aide d’un script codé en langage Ruby (disponible dans la section III.3.a de [Mai11c]).

Concernant les matrices de corrélations (Par. IV.C-2.iii), elles ont pu être établies à partir du signal reconstruit réel et du signal reconstruit associé à la vérité Monte Carlo, pour chacune des quatre espèces de baryons multi-étranges, soit 8 matrices disponibles au total (section III.3.c de [Mai11c]). Les matrices entre particule et anti-particule donnent une image cohérente, modulo des écarts présents là où ils sont attendus : on note par exemple une situation symétrique au niveau des facteurs de corrélation pour tout ce qui implique les DCA des traces filles du V0, en raison des rôles tenus par le proton et le pion chargé qui sont inversés en passant d’un conjugué de charge à l’autre.

Au final, les corrélations entre sélections topologiques contribuent pour 0,5 à 2 % supplémentaires à la combinaison quadratique simple des incertitudes systématiques topologiques. L’usage des corrélations dérivées du MC conduit à des incertitudes combinées qui sont légèrement supérieures (de 0 à 0,5 %) à celles combinées à l’aide de la matrice des corrélations “réelles”. Les matrices MC sont retenues pour l’application finale : les corrélations tirées des données réelles sont certainement estompées par la présence de bruit du fond dans la zone de signal, bruit de fond *a priori* sans structure (la pureté $S/(S+B)$ est de l’ordre de 88 % pour le signal total des Ξ^- ou Ξ^+ , 62 % pour les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$; voir Fig. V.3 et Fig. V.4.)

Les incertitudes systématiques bin par bin finales sont présentées pour chaque espèce sur la figure de synthèse V.13. Il peut être observé que les incertitudes topologiques demeurent assez faibles pour les Ξ^- et Ξ^+ (de 0,5 à 3 %) et plus élevées pour les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ (de 1,5 à 9 %).

Considération supplémentaire : le swapping

Une contribution particulière au bruit peut provenir du phénomène dit de *swapping* : il s’agit de la permutation des rôles, à la reconstruction, de deux traces au sein de la cascade, normalement entre la trace célibataire et la trace fille de même charge du V0. Le cas peut être typiquement rencontré dans la situation où le $\Lambda, \bar{\Lambda}$ se désintègre rapidement après son émission au vertex

de désintégration du baryon multi-étrange : les DCA deux à deux entre les trois traces sont du même ordre de grandeur et localisées dans une même région de l’espace, elles sont donc susceptibles de satisfaire indifféremment les sélections topologiques. Les candidats $\Xi^{\pm\pm}$ sont un peu plus sujet à ce bruit, la trace célibataire étant de même nature que l’une des filles du V0 (pion). Il a été cependant vérifié que les candidats issus du swapping sont en proportion négligeable dans la zone de signal ($< 1\%$, [DC11]).

V.C-3 Systématiques : efficacités

Les efficacités de reconstruction des cascades ont été obtenues à partir des simulations enrichies en $\Xi^{\pm\pm}$ ou $\Omega^{\pm\pm}$. Or, cette altération du Monte Carlo pourrait tout à fait introduire un biais. Par mesure de précaution, nous avons vérifié, là où c’est possible, que les simulations enrichies fournissent des efficacités compatibles avec les simulations régulières : cela a été fait pour la combinaison des baryons ($\Xi^- + \Xi^+$) en comparant les efficacités avec enrichissement à celles issues de deux productions Monte Carlo standard, PYTHIA Perugia 0 et PHOJET, de très grande statistique, i.e. $> 100 \times 10^6$ événements pp. Ces comparaisons suggèrent l’absence de biais [DC11].

Les sélections topologiques sont appliquées de manière constante, sans adaptation en fonction de $p_T(\text{casc})$ (voir la section V.B-5, passage sur la chute d’efficacité). Ce choix doit cependant être validé ; on doit s’assurer que ce qui est perdu au niveau du signal reconstruit est bien compensé par une correction d’efficacité proportionnée. En d’autres termes, il est nécessaire de vérifier la supposition selon laquelle une coupure qui n’est plus pleinement adaptée conduit à des pertes de signal équivalentes dans les données réelles et MC.

Ce contrôle est en fait validé par deux éléments :

- une comparaison des distributions réelles et Monte Carlo des sélections topologiques, sur le mode de ce qui est présenté en V.C-1 mais cette fois, pour différents bins de $p_T(\text{casc})$;
- les études systématiques liées aux sélections topologiques, elles-mêmes (voir Par. V.C-2).

L’étude montre que l’accord données/MC en fonction de p_T est satisfaisant.

V.C-4 Systématiques : extraction du signal

Les considérations liées à l’extraction du signal demeurent identiques à celles avancées pour l’analyse à 900 GeV (voir Par. IV.C-3). Les détails de cet examen peuvent être trouvés dans la section III.5 de la page Twiki [Mai11c]. Les incertitudes systématiques bin par bin résultant de cette étude sont affichées pour chaque espèce sur la figure de synthèse V.13. On relève que l’extraction du signal fournit des résultats très robustes pour les Ξ^- et

Ξ^+ , avec une incertitude $< 1\%$ sur toute la gamme de p_T mesurée, et donne des performances honorables pour Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ (de 1 à 4.5 % selon le $p_T(\text{casc})$).

V.C-5 Systématiques : sélections des traces

Le nombre de clusters dans la TPC est varié pour déterminer l'influence de cette coupure sur la sélection des traces (voir les principes exposés dans la section IV.C-4). Ce travail conduit à assigner une incertitude constante en fonction de $p_T(\text{casc})$, de l'ordre de 2 % [DC11].

En toute rigueur, il serait également bon d'évaluer l'influence de la polarité de l'aimant L3 sur le *tracking* et la reconstruction des cascades. Bien qu'envisagée, cette analyse de contrôle n'a pu être mise en place jusqu'à présent : la période de données étudiée (LHC10d) ne contient qu'une seule orientation pour le champ magnétique de l'expérience.

V.C-6 Systématiques : identification de particules

V.C-6.i dE/dx de la TPC

L'application de sélections en dE/dx de la TPC appelle une étude systématique dans la lignée de ce qui est présenté dans la sous-section IV.C-5. Cet examen est en partie développé dans la section III.4.a de la page Twiki [Mai11c].

La Fig. V.1 suggère que les descriptions ALEPH (Eq. IV.2) attachées aux données réelles et MC sont correctes, en première approximation. Pour les données réelles, les limites à $\pm 4\sigma_{\text{TPC}}$ de part et d'autre de la paramétrisation sont variées à $\pm 3,5\sigma_{\text{TPC}}$: le signal extrait ne montre pas d'écart systématique par rapport à la sélection de référence [DC11].

Pour les données MC, l'application des sélections en PID à $\pm 4\sigma_{\text{TPC}}$ conduit à une perte de signal quasi constante en fonction de p_T , de l'ordre de 1-2 % (compte vérifié directement sur les candidats associés à la vérité MC). Cela correspond à une perte légèrement supérieure à la perte théorique anticipée (0.0063 % pour une distribution gaussienne, voir table 32.1 de [N⁺10]). Pour cette raison, une incertitude de 1,5 %, constante en fonction de $p_T(\text{casc})$, est assignée à la sélection sur le PID de la TPC.

V.C-6.ii Rejet du signal de Ξ^{\pm} pour les candidats $\bar{\Omega}^{\pm}$

Sur la figure V.2, les traits en pointillés noirs marquent la zone de l'espace des masses dont on s'affranchit en rejetant le signal de Ξ^{\pm} . On peut remarquer que cette bande intersecte la queue de distribution du signal de $\bar{\Omega}^{\pm}$ (zone étirée horizontalement située à la masse $M_{pdg}(\bar{\Omega}^{\pm}) = 1.672 \text{ GeV}/c^2$, sur la figure). De fait, couper le signal de Ξ^{\pm} va donc retirer une petite partie du signal de $\bar{\Omega}^{\pm}$. Il faut évaluer la perte occasionnée et vérifier la cohérence

entre la perte réelle et MC, soit vérifier si la perte peut légitimement être compensée par une correction en efficacité.

En reprenant les notations de la figure V.2, la perte intégrée peut être estimée à partir de deux projections vers l’espace des masses Ω , $S_{zone2} - S_{zone3}$. Le rejet des Ξ^{\pm} conduit ainsi à une perte globale de 3,5 % du signal total S_{tot} de Ξ^{\pm} . Cette perte apparaît en proportion équivalente dans les données réelles et MC. Un examen plus avant des candidats associés à la vérité MC indique que ces 3,5 % de perte sont répartis de manière homogène sur toute la gamme de $p_T(\Xi^{\pm})$ (en comptant les candidats associés avec et sans rejet, pour chacun des bins de $p_T(\Xi^{\pm})$ tels que définis par le tableau V.3, on retrouve un écart de signal de l’ordre de 3,5 % pour chacun des bins).

Ainsi, appliquer ce rejet dans les données réelles et dans le Monte Carlo pour l’évaluation des corrections d’efficacité semble suffire : le processus est sous contrôle à 1 % près. C’est cette valeur que l’on retient comme incertitude sur chacun des spectres corrigés, Ω^- et Ω^+ .

V.C-7 Systématiques : budget de matière

Le groupe de travail sur la conversion $\gamma \rightarrow e^-e^+$ estime que le matériel du détecteur ALICE est connu en 2011 à (+3,2 %/ -6,2 %) dans la partie centrale de l’expérience. Étant donné ces chiffres, en partant de l’hypothèse que l’effet éventuel sur les spectres corrigés (plus ou moins d’absorption, de diffusions multiples, ...) reste linéaire (voir dans le chapitre précédent la section IV.C-6), on peut faire l’hypothèse que l’incertitude sur le spectre corrigé est, au plus, de l’ordre de $\pm 4-5$ %.

Il n’existe pas, comme cela a été fait pour les données 2009 à 900 GeV, de simulations pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV qui (1) prend en compte une géométrie ALICE au meilleur de nos connaissances et (2) fait varier la densité de matière. Ce type de productions Monte Carlo n’est en fait disponible que pour les données 2010 à 900 GeV : deux simulations PYTHIA comptant environ 9×10^6 événements chacune ont été mises en place avec une géométrie actualisée et une variation de ± 10 % de la densité de matière.

Ces productions sans enrichissement d’étrangeté n’autorisent véritablement qu’une étude des $(\Xi^- + \Xi^+)$ combinés. Dans ce contexte, en reprenant le protocole esquissé sur la Fig. IV.16, on aboutit à la conclusion que notre méconnaissance de la répartition de matière dans le détecteur peut être quantifiée par une incertitude, constante en fonction de p_T , limitée à $\pm 4\%$ du spectre corrigé [DC11].

V.C-8 Systématiques : section efficace des p et \bar{p}

Le paragraphe IV.C-7 a été une première occasion d’évoquer le problème des sections efficaces d’interaction des anti-protons avec la matière du détecteur, telles que modélisées par Geant3. Il est question ici d’y revenir plus

longuement.

Lors de la préparation de l'article ALICE sur le rapport \bar{p}/p dans les collisions pp [ALI10f], la validité des sections efficaces d'interaction avec la matière a été vérifiée pour les pions, les kaons et les protons. Si les sections efficaces des π^+ , π^- , K^+ et K^- semblent correctement tabulées et modélisées dans Geant3 (accord avec les sections efficaces mesurées dans des expériences spécifiques), ce n'est pas le cas des protons et des anti-protons. Geant3 tend notamment à surestimer l'absorption des anti-protons et ce, de manière significative à bas $p_T(\bar{p})$ (facteur 2 environ pour l'interaction avec le carbone, l'aluminium ou le cuivre, par exemple). Cela conduit à des efficacités artificiellement sous-estimées pour Ξ^+ and Ω^+ et donc à des spectres corrigés surestimés pour ces particules. Des corrections systématiques sont alors requises, demandant au passage une évaluation de l'incertitude sur ces corrections.

Sur le principe, les corrections sont fondées sur une comparaison entre Geant3 et un autre modèle de transport, Fluka [Flu], qui, par construction, reproduit les sections efficaces mesurées (MC fondé sur l'ajustement de données, en priorité sur les modèles, *data-driven MC*).

En première approche, on pourrait songer à produire une simulation ALICE complète "PYTHIA+Fluka" à la place de "PYTHIA+Geant3". Il serait dès lors possible de calculer directement les efficacités de reconstruction des cascades, conformément à la définition mentionnée en IV.B-6.i. Cependant, au moment de l'analyse, en 2011, cette opportunité n'était plus offerte. Il a donc fallu se ramener aux études faites par le passé pour l'article [ALI10f] mentionné plus haut.

Ce qui est visé ici, c'est l'échange des efficacités des protons et anti-protons "Geant3" contre celles données par "Fluka". En d'autres termes, nous devons mettre en place des corrections *a posteriori* sur les efficacités cascades données par Geant3. La difficulté essentielle de l'exercice est liée à la nature des baryons considérés : ils sont *primaires* dans le cas des études associées à l'article [ALI10f] et *secondaires* dans le cas présent des cascades. Pour calculer les facteurs correctifs Geant3/Fluka en fonction de p_T , il faut évaluer quelle est la fraction de l'impulsion $p_T(\text{casc})$ récupérée par le baryon au sein de la cascade et ce, pour chacune des espèces Ξ^- , Ξ^+ and Ω^- , Ω^+ .

Une telle fraction $pt_{MC}(\text{baryon daughter}) = f(pt_{MC}(\text{casc}))$ peut être quantifiée à partir du Monte Carlo, comme le montrent les figures V.8 et V.10. La fraction d'impulsion transférée au baryon suit une dépendance quasi linéaire à $p_T(\text{casc.})$: le baryon recouvre $\sim 76\%$ de $p_T(\text{casc})$ dans le cas des Ξ et $\sim 59\%$ dans le cas des Ω , soit un comportement qui suit approximativement le rapport de masse entre le proton et la cascade ($m(p)/m(\Xi^-) = 0.938/1.321 = 71\%$ et $m(p)/m(\Omega^-) = 0.938/1.672 = 56\%$).

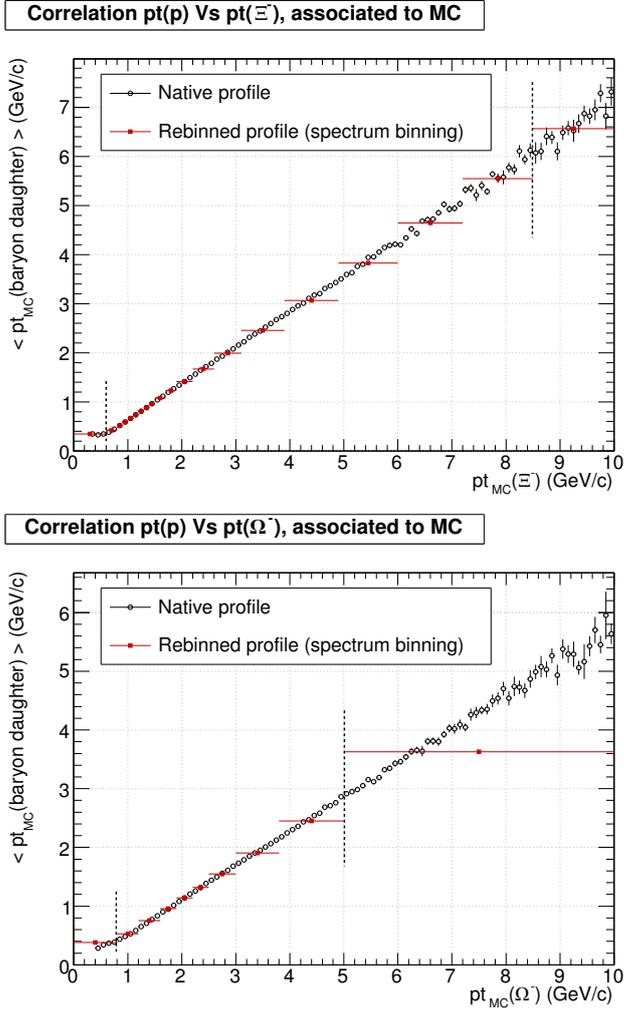


FIGURE V.8 – Fraction moyenne d’impulsion transverse récupérée par le proton issu de la désintégration en cascade des Ξ^- ou des Ω^- , respectivement.

Les lignes verticales en pointillés délimitent l’intervalle en p_T (casc) de la présente mesure.

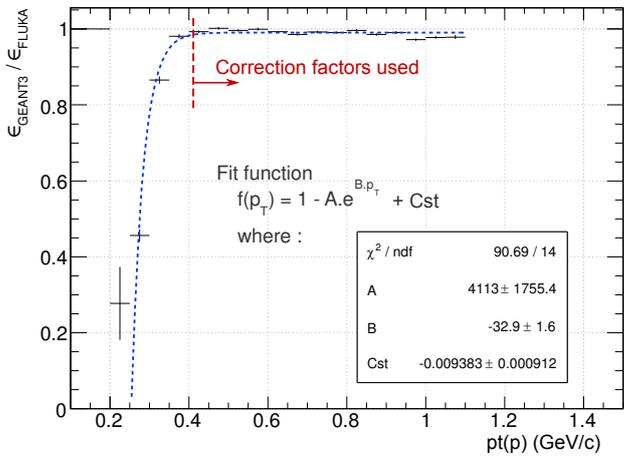


FIGURE V.9 – Facteurs de corrections Geant3/Fluka, pour les protons *primaires* propagés dans la géométrie ALICE ($|y| < 0.8$). Valeur de la fonction d’ajustement à $p_T(p) = 10$ GeV/c : 0,990617.

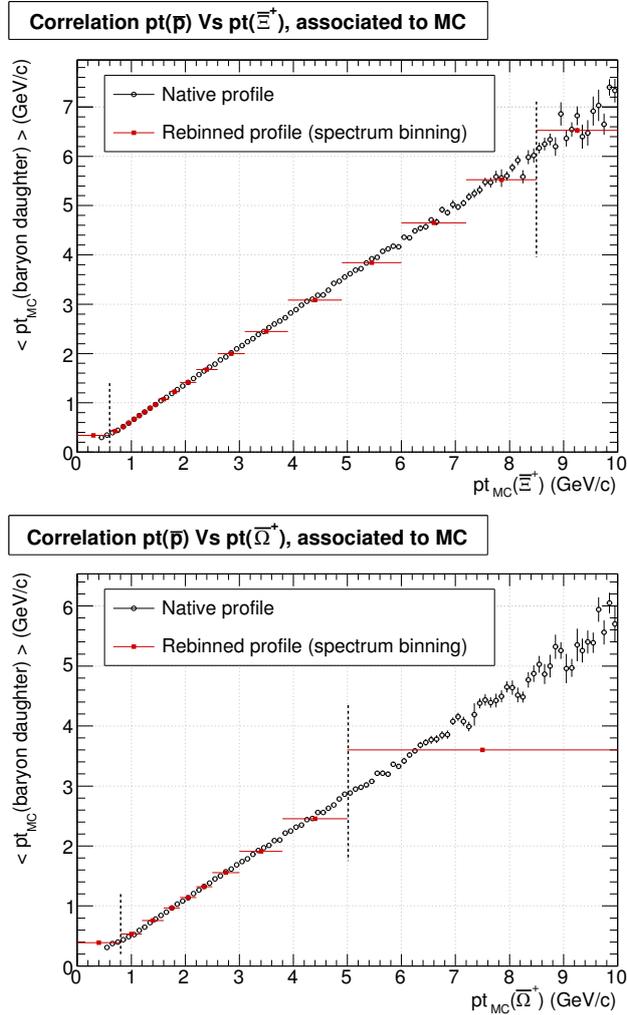


FIGURE V.10 – Fraction moyenne d'impulsion transverse récupérée par l'anti-proton issu de la désintégration en cascade des Ξ^+ ou des Ω^+ , respectivement.

Les lignes verticales en pointillés délimitent l'intervalle en p_T (casc) de la présente mesure.

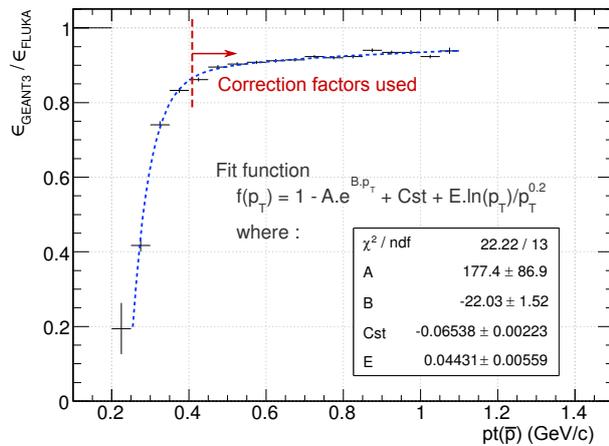


FIGURE V.11 – Facteurs de corrections Geant3/Fluka, pour les anti-protons *primaires* propagés dans la géométrie ALICE ($|y| < 0.8$). Valeur de l'ajustement à $p_T(\bar{p}) = 10$ GeV/c : 0,99899.

Les facteurs correctifs tels qu'évalués pour les protons et anti-protons primaires sont montrés par les figures V.9 et V.11. Chacun des deux histogrammes est ajusté par une fonction purement *ad hoc*, qui n'a pour objectif que de représenter au mieux les valeurs discrètes. Les fonctions sont par ailleurs définies telles que leur extrapolation tende vers l'unité pour $p_T(p, \bar{p}) \approx 10$ GeV/c. On peut voir que, dans la gamme d'impulsion concernée pour les protons issus des Ξ^- ou Ω^- reconstruits ($p_T(p \text{ de } \Xi^-) \geq 0,45$ GeV/c, $p_T(p \text{ de } \Omega^-) \geq 0,47$ GeV/c), la fonction de correction est proche de l'unité. En revanche, sur la même gamme d'impulsion mais pour $p_T(\bar{p})$, la fonction de correction prend ses premières valeurs à 0.9 environ.

Nous avons initialement, pour un bin donné i , $p_{Ti}(\text{Casc.})$:

$$(d^2N/dp_T dy)_{[i]} \propto S_i/\varepsilon_i^{\text{GEANT3}}(\text{Casc.}) \quad (\text{V.19})$$

Il s'agit alors de multiplier, pour le même bin_i , la valeur du spectre par le facteur correctif $\varepsilon_i^{\text{GEANT3}}/\varepsilon_i^{\text{FLUKA}}$, évalué en $p_T(\text{baryon daughter})$:

$$(d^2N/dp_T dy)_{[i]} \propto S_i/\varepsilon_i^{\text{GEANT3}}(\text{Casc.}) \times \varepsilon_i^{\text{GEANT3}}(\text{proton})/\varepsilon_i^{\text{FLUKA}}(\text{proton}) \quad (\text{V.20})$$

La figure V.12 montre pour chacune des espèces de cascade le spectre corrigé sans et avec la correction “Geant3/Fluka”. Le rapport anti-particule/particule en fonction de $p_T(\text{casc})$ est ramenée sous l'unité ou, pour l'essentiel, est compatible avec l'unité, comme attendu physiquement pour des collisions pp à 7 TeV.

L'incertitude sur la correction doit prendre en compte trois éléments :

1. le fait que Fluka a une modélisation meilleure que Geant3 mais sans doute entachée de ses propres imperfections ;
2. le fait que les facteurs correctifs sont initialement estimés pour des (anti)protons primaires, i.e. qui doivent *a priori* traverser plus de matière que les (anti)protons secondaires issus des cascades ;
3. le fait que les baryons parents dans la cascade (Ξ et Λ) peuvent eux-mêmes être absorbés avant leur désintégration, malgré une trajectoire plus courte par rapport aux protons et donc une épaisseur de matière traversée, moindre.

Au final, l'incertitude systématique rattachée à cette correction systématique est estimée à 1 % de chaque point du spectre corrigé.

V.C-9 Systématiques : *pile-up*, sélections d'événements et normalisation

Dans la section V.A-2, il est mentionné que « le tracking d'ALICE n'est pas adapté pour faire de la reconstruction multiple d'événements : l'hypothèse de la reconstruction est que les hits laissés dans les détecteurs sont

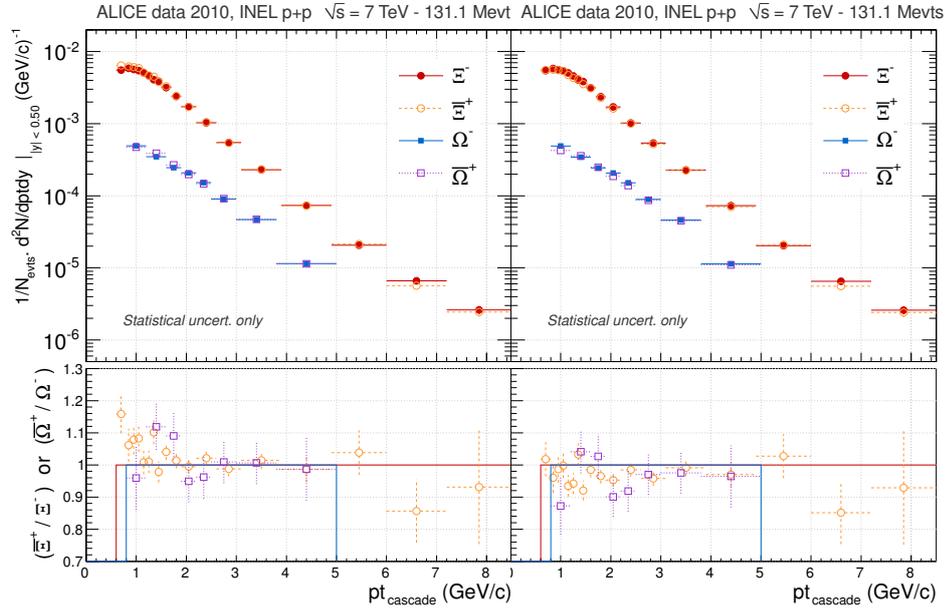


FIGURE V.12 – Influence de la correction “Geant3/Fluka” concernant les protons secondaires issus des cascades : spectres corrigés sans facteur correctif (à gauche) et avec (à droite) pour les quatre espèces de cascade. Seules les incertitudes statistiques sont montrées ici.

le produit d’une seule et même interaction pp. » En fait, l’expérience ALICE ne peut faire une reconstruction complète d’événements multiples mais dispose toutefois d’un algorithme d’identification des vertex primaires multiples. Fondé sur les tracklets SPD, cet algorithme permet d’identifier la présence de plusieurs vertex avec une efficacité de l’ordre de 50 % et un taux de mauvaise identification (événements sans pile-up pourtant déclaré comme tel) de l’ordre de 0.005 %. L’enjeu principal pour cet algorithme est de discerner deux vertex (1) proches en position, suivant l’axe du faisceau notamment (2) avec un minimum de tracklets. La difficulté va naturellement croissant avec la proximité entre les vertex. Les chiffres précédents d’efficacité et de contamination sont le fruit d’un compromis, ils sont obtenus en demandant un minimum de 3 tracklets SPD pour définir un vertex et une distance fiduciaire entre vertex de 0,8 cm au minimum.

Concernant les cascades, cet algorithme est utilisé en début d’analyse afin d’exclure les événements pour lesquels plusieurs vertex sont identifiés. Le tableau V.4 indique les quantités d’événements perdues au fur et à mesure que les sélections sont mises en place. On peut notamment y voir que la détection du pile-up contribue à exclure près de 1 % des interactions (ligne a_4 du tableau). Ce pour-cent d’événements rejetés n’est pas les 2,9 % mentionnés dans l’Eq. V.11. Il y a ici un écart de 2 % environ que l’on a choisi

d’intégrer sous forme d’incertitude systématique plutôt que d’appliquer une correction systématique de 2 % constante en fonction de p_T . Il est en effet difficile de se prononcer simplement sur un certain nombre de questions : le pile-up est-il plus présent dans les événements de faible/haute multiplicité ? les cascades sont-elles indifférentes à l’empilement sur tout leur spectre ? ...)

Id	Sélections d’événements	Compte	$\frac{a_i - a_{i-1}}{a_{i-1}}$
a_1	avant une quelconque sélection	156 808 378 évts	-
a_2	évts après les “sél. physiques” ⁴	147 843 398 évts	- 05.72 %
a_3	... + $ z(vtx\ prim.) < 10$ cm	132 397 389 évts	- 10.45 %
a_4	... + rejet SPD du pile-up	131 100 323 évts	- 00.98 %
a_5	... + pas de vtx prim. <i>TPC-only</i>	117 136 452 évts	- 10.65 %

TABLE V.4 – Nombre d’interactions pp perdues pour les différentes sélections d’événements successives.

La section V.B-6 donnait déjà des indications concernant le facteur correctif à employer dans l’optique de la normalisation. On y trouvait l’équation : $N_{\text{evt}}(\text{INEL}) = N_{\text{evt,PhySel}} / \varepsilon_{\text{INEL}}$, avec $\varepsilon_{\text{INEL}} = 85.2 \pm 6.8$ %. La quantité $N_{\text{evt,PhySel}}$ est en fait prise comme la valeur (a_4) du Tab. V.4, soit le nombre d’événements (1) qui passent les sélections triggers, (2) dont le vertex primaire est localisé à ± 10 cm du centre géométrique de l’expérience et (3) tels qu’aucun pile-up n’est détecté.

L’incertitude sur $\varepsilon_{\text{INEL}}$ telle que mentionnée contient déjà l’incertitude liée au pile-up, en plus des différentes incertitudes liées à l’identification des collisions inélastiques à proprement parler.

Il faut mentionner ici que cette incertitude de normalisation qui correspond en substance à ± 8 % sur les spectres corrigés (voir Eq. IV.1) n’est pas appliquée directement sur chacun des points de chaque spectre. Elle n’est en fait intégrée comme incertitude systématique qu’au niveau des dN/dy issus des ajustements. Ce choix est fait pour éviter d’augmenter abusivement les incertitudes point par point du spectre : la normalisation est par hypothèse un facteur constant qui affecte l’ensemble des points du spectre “en bloc”, i.e. elle ne change pas le positionnement relatif d’un point du spectre au suivant.

4. Voir les sélections d’événements appliquées par le code AliPhysicsSelectionTask, IV.A-2.

V.C-10 Feed-down : feed-down aux Ξ^{\pm}

Dans le cas des Ξ^{\pm} , il existe plusieurs espèces de particules qui se désintègrent dans un canal impliquant un Ξ chargé, c'est-à-dire qu'une partie du dN/dy mesuré pour les Ξ^{\pm} peut en réalité être attribuée à des Ξ^{\pm} secondaires. On parle de *feed-down* d'une particule vers les Ξ^{\pm} .

V.C-10.i Contribution des résonances $\Xi(1530)^0$ et $\Xi(1530)^-$

Les Ξ peuvent exister sous forme de résonances, les $\Xi(1530)$ principalement. Le tableau V.5 indique les caractéristiques essentielles de ces résonances, pour les particules neutres et chargées ainsi que leurs conjugués respectifs. Le tableau montre les canaux de désintégration impliquant les Ξ^- et Ξ^+ . On peut noter que ces résonances ont une durée de vie très courte de l'ordre de la vingtaine de fm. Du point de vue expérimental, il n'est pas possible de faire la distinction entre une résonance qui se désintègre rapidement par interaction forte et les Ξ^{\pm} produits directement au vertex primaire. Au sein du signal reconstruit de Ξ^{\pm} , il doit donc exister une population de Ξ^{\pm} issue des résonances. *A priori*, pour un intervalle de p_T donné, l'efficacité de reconstruction des Ξ^{\pm} descendant des résonances n'a pas de raison de différer des efficacités des Ξ^{\pm} primaires ; le *feed-down* apparaît immédiatement proportionnel au taux de production des résonances elles-mêmes.

Particules	masse (MeV/c ²)	$c\tau$ (fm)	canal de désintégration	B.R.
$\Xi(1530)^0(uss)$	1531.80	22	$\Xi(1530)^0 \rightarrow \Xi^-(dss) + \pi^+$	50 %
$\bar{\Xi}(1530)^0(\bar{u}\bar{s}\bar{s})$	1531.80	22	$\bar{\Xi}(1530)^0 \rightarrow \bar{\Xi}^+(\bar{u}\bar{s}\bar{s}) + \pi^-$	50 %
$\Xi(1530)^-(dss)$	1535.0	20	$\Xi(1530)^- \rightarrow \Xi^-(dss) + \pi^0$	50 %
$\bar{\Xi}(1530)^+(\bar{u}\bar{s}\bar{s})$	1535.0	20	$\bar{\Xi}(1530)^+ \rightarrow \bar{\Xi}^+(\bar{u}\bar{s}\bar{s}) + \pi^0$	50 %

TABLE V.5 – Caractéristiques principales des résonances $\Xi(1530)^0$ et $\Xi(1530)^-$ [N⁺10] : masse nominale, distance de vol $c\tau$, canal principal de désintégration et rapport d'embranchement, B.R.. Les canaux impliquant les Ξ^0 ne sont pas montrés.

La collaboration ALICE dispose d'une analyse en cours abordant la mesure des résonances des Ξ , à savoir $\Xi(1530)^0$ et $\bar{\Xi}(1530)^0$ dans les canaux respectifs ($\Xi^- + \pi^+$) et ($\bar{\Xi}^+ + \pi^-$). Un premier résultat (Fig. 2 de [PftAc11b]) semble indiquer une contribution des résonances à hauteur de 30 % dans la production respective des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$. La présence de cette contribution non négligeable est à garder à l'esprit lors des discussions concernant la physique de la production des Ξ^{\pm} .

V.C-10.ii Contribution des $\bar{\Omega}^{\pm}$

Le tableau III.1 page 73 donne une liste des canaux majoritaires de désintégration. De la sorte, il omet de signaler pour les $\bar{\Omega}^{\pm}$ l’existence d’un canal mettant en jeu les $\bar{\Xi}^{\pm}$.

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0 \quad (B.R. = 8,6\%) \quad (V.21)$$

$$\bar{\Omega}^+ \rightarrow \bar{\Xi}^+ + \pi^0 \quad (B.R. = 8,6\%) \quad (V.22)$$

Il existe donc *a priori* un *feed-down* des $\bar{\Omega}^{\pm}$ vers les $\bar{\Xi}^{\pm}$.

Après vérification, il s’avère que l’algorithme de reconstruction des cascades est assez sensible à la présence de ces $\bar{\Xi}^{\pm}$ secondaires : en utilisant les coupures topologiques de l’analyse des $\bar{\Xi}^{\pm}$ (voir Tab. V.2), il est observé que la capacité de reconstruire un $\bar{\Xi}^{\pm}$ secondaire est environ 50 % plus élevée par rapport à un $\bar{\Xi}^{\pm}$ primaire et ce, quel que soit le bin de $p_T(\bar{\Xi}^{\pm})$ considéré. En d’autres termes, pour un bin donné, si l’efficacité est de 20 % pour les $\bar{\Xi}^{\pm}$ directement produits au vertex primaire, elle est de 30 % pour les $\bar{\Xi}^{\pm}$ issus des $\bar{\Omega}^{\pm}$. (Cette conclusion est tirée d’une simple étude de l’efficacité des $\bar{\Xi}^{\pm}$ dans la production MC (LHC11a6b) enrichie seulement en $\bar{\Omega}^{\pm}$ et avec une faible proportion de $\bar{\Xi}^{\pm}$ primaires.) Ce fait n’est pas réellement surprenant : le Ξ secondaire étant produit plus loin dans le détecteur, il peut être identifié dans une zone à plus faible densité de traces soit dans un bruit de fond combinatoire de moindre importance.

Se pose alors la question de la quantité effective de *feed-down*. Si l’algorithme d’identification est manifestement plus enclin à retrouver les $\bar{\Xi}^{\pm}$ secondaires, encore faut-il évaluer quelle peut être, dans les données réelles, la *production* de ces baryons secondaires dans le signal de $\bar{\Xi}^{\pm}$ effectivement reconstruit. Notons ici que la contamination se situe bien au niveau du seul signal brut reconstruit et n’affecte pas les efficacités. En effet, les efficacités des Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$ sont tirées d’une production enrichie en $\bar{\Xi}^{\pm}$: le signal généré de $\bar{\Omega}^{\pm}$ est pour ainsi dire absent, au sens où l’enrichissement conduit à la production d’environ $100 \times 10^3 \Xi^-$ générés dans l’acceptance, et autant pour les $\bar{\Xi}^+$, chiffres à comparer avec les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ naturellement générés dans l’acceptance par PYTHIA : environ 500 chacun pour cette production MC.

Ainsi, on aboutit à un facteur de *feed-down* global selon l’équation sui-

vante :

$$R_{feed-down}(\Xi^-) = \frac{S_{raw}(\Xi^- \leftarrow \Omega^-)}{S_{raw,tot}(\Xi^-)} \quad (V.23)$$

$$R_{feed-down}(\Xi^-) = \frac{dN/dy(\Omega^-) \times B.R.(\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0) \times \langle \varepsilon(\Xi^- 2^{dr}) \rangle_{pt}}{dN/dy(\Xi^-)_{tot} \times \langle \varepsilon(\Xi^- 1^r) \rangle_{pt}} \quad (V.24)$$

$$R_{feed-down}(\Xi^-) = \frac{dN/dy(\Omega^-) \times 8.6\%}{dN/dy(\Xi^-)_{tot}} \times 1,5 \quad (V.25)$$

$$R_{feed-down}(\Xi^-) \approx \frac{dN/dy(\Omega^-)}{dN/dy(\Xi^-)_{tot}} \times 0.13 \quad (V.26)$$

avec :

- $S_{raw,tot}(\Xi^-)$, le signal total de Ξ^- , i.e. incluant potentiellement les Ξ^- secondaires issus de Ω^- ,
- $\langle \varepsilon(\Xi^- 2^{dr}) \rangle_{pt}$, l'efficacité moyenne en p_T (barycentre) pour les Ξ^- secondaires,
- $\langle \varepsilon(\Xi^- 1^r) \rangle_{pt}$, idem pour les Ξ^- primaires.

Comme on aura l'occasion de le voir par la suite dans le tableau V.7, le rapport des taux de production intégrée $1/N_{evt}.dN/dy$ mesurés pour les Ω^- et Ξ^- conduit à un facteur $R_{feed-down}(\Xi^-)$ de l'ordre de 1 %. Le même raisonnement suivi pour les Ξ^+ aboutit à une contribution similaire. Certes, le feed-down n'est pas *a priori* constant en fonction de p_T , il est même potentiellement deux fois plus important à haut p_T (voir plus loin Fig. VI.8) mais cela reste dans des proportions que l'on peut négliger.

V.C-11 Deux analyses conduites en parallèle

Dans les sections précédentes, la référence [DC11] a pu être notée à plusieurs reprises et à travers elle, le nom de David Dobrigkeit Chinellato. L'obtention des spectres des baryons multi-étranges à $\sqrt{s} = 7$ TeV est en fait le fruit de deux analyses distinctes au sein de la collaboration ALICE. Cela a permis de véritables vérifications croisées d'une analyse à l'autre, en doublant ou en complétant différents aspects de l'analyse. Au final, en dépit de codes d'analyse distincts, de coupures topologiques choisies différemment, d'une extraction de signal propre à chaque étude, les points des quatre spectres corrigés se positionnent de 1 à 4 % près d'une analyse à l'autre, et restent toujours compatibles dans les barres d'erreur.

V.C-12 Résumé des incertitudes systématiques

Le tableau V.6 résume les incertitudes retenues à l'issue des études systématiques présentées au cours des paragraphes précédents. Ce sont ces

incertitudes qui sont ajoutées quadratiquement à l’incertitude statistique selon l’équation (IV.10).

<i>Main syst. uncertainties, common to Ξ^-, Ξ^+, Ω^- and $\bar{\Omega}^+$</i>		
1/	Topological selections	$= f(p_T)$ → see V.C-2
2/	Signal extraction	$= f(p_T)$ → see V.C-4
3/	Nb. of TPC clusters for daughter tracks	2.0 % → see V.C-5
4/	TPC PID	1.5 % → see V.C-6.i
5/	“Material budget”	4.0 % → see V.C-7
6/	G3/Fluka corrections	1.0 % → see V.C-8
7/	Normalisation (INEL + pile-up)	8.0 % → see V.C-9
<i>Syst. uncertainty specific to $\bar{\Xi}^{\pm}$</i>		
8/	$\bar{\Xi}^{\pm}$ rejection	1.0 % → see V.C-6.ii

TABLE V.6 – Synopsis des incertitudes retenues pour les différents spectres des baryons multi-étranges. Les incertitudes sont exprimées en pourcentage des spectres *Minimum Bias* corrigés $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ pour les Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ à $|y| < 0,5$, dans les données pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

La figure V.13 met en perspective les différentes incertitudes dépendant de l’impulsion : celles liée à la reconstruction topologique, celles de l’extraction du signal mais aussi les incertitudes statistiques et les incertitudes totales prenant en compte toutes les sources d’incertitudes à l’exception de celle attachée à la normalisation. De la sorte, on peut voir le poids relatif des incertitudes et identifier quelles sont les sources dominantes en fonction du spectre et de l’impulsion considérés.

La combinaison quadratique des incertitudes systématiques prises comme indépendantes de p_T , hors normalisation (incert 3. à 8. à l’exclusion de 7.), est égale à 4.8% pour les Ξ^- , Ξ^+ et 4.9% pour Ω^- , $\bar{\Omega}^+$. Ces incertitudes systématiques dominent les incertitudes liées aux sélections topologiques et à l’extraction du signal pour les Ξ^- et Ξ^+ . Elles ont, pour les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$, un poids équivalent.

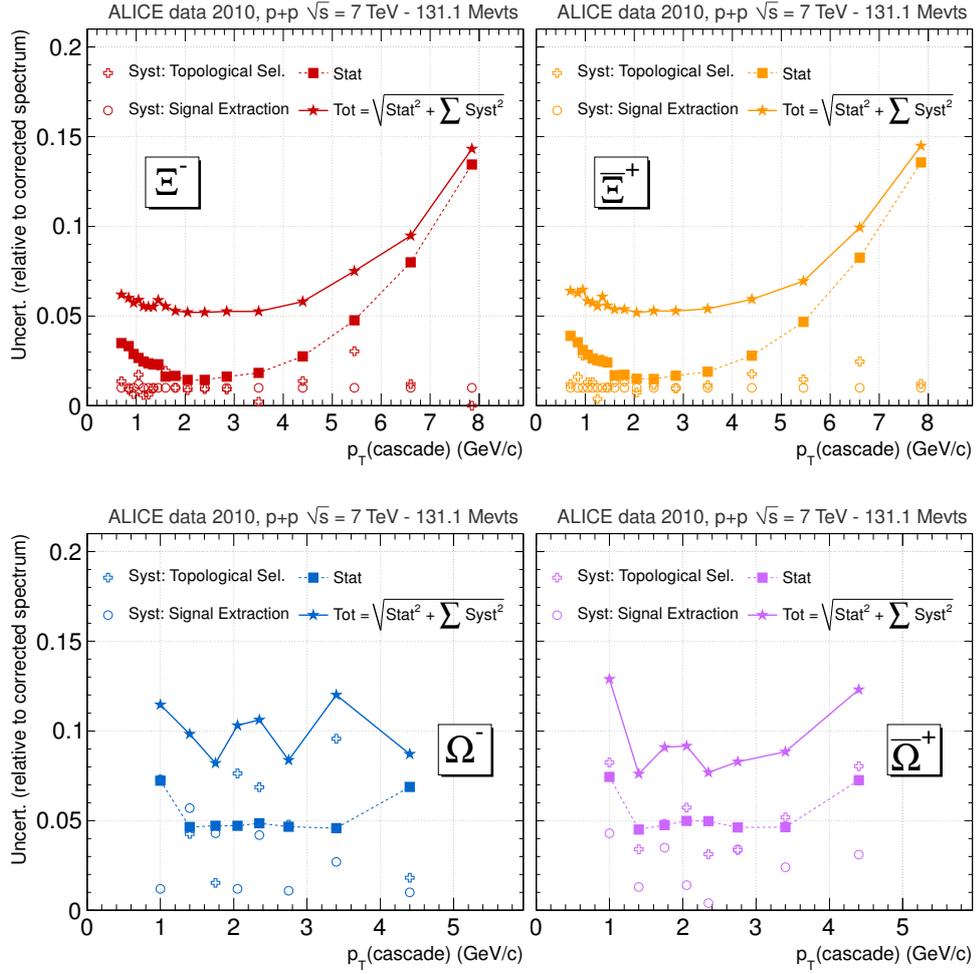


FIGURE V.13 – Résumé graphique des différentes incertitudes variant avec $p_T(\text{casc})$ pour chacun des quatre spectres de baryons multi-étranges dans les données pp *Minimum Bias* à $\sqrt{s}=7$ TeV. Les incertitudes sont placées au centre de chaque bin de p_T , suivant Tab. V.3.

V.D Extraction du taux de production, dN/dy et du p_t moyen, $\langle p_T \rangle$ pour les données Min. Bias

V.D-1 Ajustement des spectres (Tsallis)

Étant donné la large gamme d'impulsion transverse accessible sur les différents spectres, le choix est fait de reprendre, comme à 900 GeV, la fonction de Tsallis (Eq. IV.17), sans avoir toutefois besoin de recourir à l'artifice alors mis en place (voir IV.D-1.ii) : les spectres contiennent ici suffisamment de points pour contraindre l'ajustement.

La figure V.14 montre les spectres *Minimum Bias* corrigés issus des données ALICE pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, extraits aux rapidités centrales ($|y| < 0,5$). Les résultats des ajustements Tsallis sont également reportés sur chacun des spectres. La figure ne contient aucun facteur d'échelle; on peut ainsi voir comment se positionne les Ξ^{\pm} par rapport aux Ω^{\pm} et le rapport entre particules et anti-particules. Nous aurons l'occasion de revenir sur ces aspects dans le chapitre suivant.

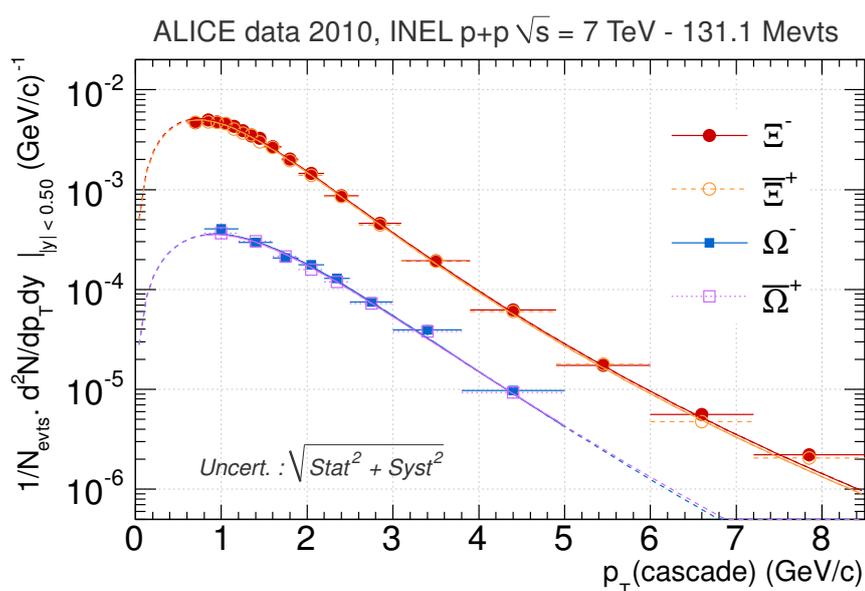


FIGURE V.14 – Spectres *Minimum Bias* corrigés pour chacune des espèces des cascades dans les collisions pp à 7 TeV. Les spectres incluent la combinaison quadratique des erreurs statistiques et systématiques (à l'exception de l'incertitude sur la normalisation). Les ajustements des spectres par une fonction de Tsallis sont superposés aux données; les portions en pointillés marquent les parties des spectres qui sont extrapolées.

V.D-2 Paramètres issus des ajustements Tsallis

V.D-2.i dN/dy et $\langle p_T \rangle$: études systématiques

Le binning des spectres a été varié légèrement, demandant une nouvelle extraction de signal et de nouvelles efficacités pour ainsi produire de nouveaux spectres⁵. À ces nouveaux spectres, les incertitudes systématiques du tableau V.6 sont ajoutées. Par là, l'hypothèse est faite que seules les incertitudes statistiques changent avec le binning (hypothèse de première approximation). Il est dès lors possible d'ajuster ces spectres avec la fonction de Tsallis. De la sorte, on étudie l'effet du binning (taille et position des bins en p_T) sur les paramètres de l'ajustement. On observe que les paramètres résultant de l'ajustement restent compatibles, dans la limite des barres d'erreur, avec les paramètres issus de l'ajustement de référence. Cette étude n'appelle pas d'incertitude supplémentaire.

Les incertitudes sur chaque point des spectres ont naturellement une influence sur les taux de production intégrés. Il s'avère cependant que leur impact est limité dans le cas présent. En gardant l'incertitude statistique pour chaque point du spectre, mais en faisant varier les valeurs centrales des points dans la limite de leur incertitude systématique respective, une certaine stabilité est observée pour les valeurs de $1/N_{\text{evt}} dN/dy$ retournées par l'ajustement ; l'écart relatif à la valeur de l'ajustement de référence est typiquement de $\approx 1\%$ pour les Ξ^- et Ξ^+ , $\approx 3\%$ pour les Ω^- et Ω^+ . À l'issue de l'étude, le choix a été fait de ne pas considérer d'incertitude supplémentaire.

Au final, les sources majeures d'incertitude vis-à-vis des taux de productions $1/N_{\text{evt}} dN/dy$ sont en fait de deux autres natures :

1. *influence de l'extrapolation* : l'incertitude systématique sur $1/N_{\text{evt}} dN/dy$ due à l'extrapolation peut être estimée à 25 % de la production extrapolée. De la sorte, l'incertitude doit couvrir correctement notre méconnaissance de la partie non mesurée. Prenons l'exemple des Ξ^- dans le tableau V.7, on y remarque que la partie extrapolée à bas p_T correspond à $\approx 23\%$ du taux de production total, suivant l'ajustement de Tsallis ; l'incertitude que l'on définit ici sera donc égale à $25\% \times 23\% \times 1/N_{\text{evt}} dN/dy(\Xi^-)$. Cette fraction évaluée au quart de l'extrapolation est validée en faisant la comparaison entre :

- la fonction de Tsallis (Eq. IV.17) ajustée aux données, que l'on extrapole à bas p_T ,
- une fonction de Boltzmann (Eq. IV.16) également extrapolée à bas p_T , obtenue à partir d'un ajustement restreint entre le

5. Le binning défini pour les $\bar{\Omega}^{\pm}$ a notamment pu être appliqué aux spectres des Ξ^- et Ξ^+ . Test utile dans la perspective d'établir un rapport de production bin à bin $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\Xi^- + \Xi^+) = f(p_T)$, comme on le verra dans la section VI.C du chapitre suivant.

premier bin de p_T mesuré et $p_T = 2-3$ GeV/c, soit un ajustement borné à une gamme d'impulsion pour laquelle le χ^2/NDF demeure proche de l'unité,

- la forme du spectre généré par PYTHIA à bas p_T [DC11],
- la forme du spectre généré par PHOJET à bas p_T [DC11],

2. *influence de la normalisation* : comme cela est mentionné dans la section V.C-9, l'incertitude due à la normalisation (INEL + *pile-up*) est évaluée à 8 % de la valeur du taux de production intégrée.

Ces deux incertitudes sont ajoutées quadratiquement à l'incertitude naturelle (statistique) issue de l'ajustement.

Concernant les incertitudes systématiques associées au $\langle p_T \rangle$ de chaque espèce de cascade, il faut relever que la normalisation n'a pas d'influence : la normalisation ne change pas la répartition des poids au sein de la distribution. L'impact des incertitudes de chaque point du spectre demeure là aussi marginal (cf. 2^e paragraphe de V.D-2.i pour la méthode ; écart relatif au $\langle p_T \rangle$ de référence ≈ 0.5 % pour les Ξ^- et $\bar{\Xi}^+$, ≈ 1.5 % pour les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$). En conséquence, seule l'extrapolation a des répercussions notables sur les valeurs moyennes des impulsions. À partir des mêmes comparaisons énumérées précédemment, il apparaît que l'incertitude systématique sur le p_T moyen est indifféremment de l'ordre de 4,5 % sur $\langle p_T \rangle$ pour toutes les espèces de baryons multi-étranges.

V.D-2.ii Résultats des ajustements

Le tableau V.7 résume les différents éléments que l'on peut retirer de l'ajustement. On peut ainsi y trouver les taux de production intégrés par événement et le p_T moyen pour Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- et $\bar{\Omega}^+$ dans les collisions inélastiques pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Le tableau mentionne également les valeurs des paramètres \mathbf{T}_t , \mathbf{n} , le χ^2/NDF et la *p-value* de l'ajustement lui-même ainsi que la fraction extrapolée à bas p_T suivant les informations renvoyées par la fonction adaptée aux données. À ce titre, il faut signaler que la partie extrapolée à haut p_T a un poids négligeable sur le taux de production total ($< 0.5\%$ pour les Ω^- , $\bar{\Omega}^+$) et ce, pour les quatre espèces.

V.D-3 Contours 2D des paramètres d'ajustement

Afin de donner une meilleure idée des corrélations qui peuvent exister entre les paramètres d'ajustement de la fonction de Tsallis, dN/dy , \mathbf{T}_t et \mathbf{n} , et de la sorte, mieux voir comment se répartissent les incertitudes deux à deux, des contours 2D pour chaque couple de paramètres sont présentés sur la figure V.15. Ces contours placent des limites à différents $n\sigma$, ils donnent

<i>(Tsallis param.)</i>	Ξ^-	Ξ^+
p_T range (GeV/c)	[0.6 - 8.5]	[0.6 - 8.5]
$ y $	< 0.5	< 0.5
$1/N_{\text{evt}}(\text{INEL}).dN/dy (\times 10^{-3})$	$7.9 \pm 0.1 \pm 0.8$	$7.7 \pm 0.1 \pm 0.8$
T_t (GeV)	0.339 ± 0.008	0.340 ± 0.009
n	10.3 ± 0.5	10.5 ± 0.5
$\rightarrow \langle p_T \rangle$ (GeV/c)	$1.21 \pm 0.01 \pm 0.05$	$1.21 \pm 0.01 \pm 0.05$
χ^2/NDF	7.31 / 15	6.32 / 15
p-value	0.95	0.97
Extrapolation at low p_T	$22.8 \pm 0.5 \%$	$22.8 \pm 0.3 \%$
<i>(Tsallis param.)</i>	Ω^-	Ω^+
p_T range (GeV/c)	[0.8 - 5.0]	[0.8 - 5.0]
$ y $	< 0.5	< 0.5
$1/N_{\text{evt}}(\text{INEL}).dN/dy (\times 10^{-3})$	$0.67 \pm 0.04 \pm 0.07$	$0.66 \pm 0.04 \pm 0.07$
T_t (GeV)	0.44 ± 0.05	0.43 ± 0.05
n	17 ± 9	15 ± 7
$\rightarrow \langle p_T \rangle$ (GeV/c)	$1.45 \pm 0.04 \pm 0.07$	$1.45 \pm 0.04 \pm 0.07$
χ^2/NDF	4.71 / 5	3.01 / 5
p-value	0.45	0.70
Extrapolation at low p_T	$25.8 \pm 4.3 \%$	$26.0 \pm 2.3 \%$

TABLE V.7 – Tableau récapitulatif des paramètres de l’ajustement Tsallis sur les particules Ξ^- , Ξ^+ et Ω^- , Ω^+ , pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, pour les données *Minimum Bias*. Les valeurs centrales des paramètres sont données ici pour un ajustement qui prend pour incertitude point à point la somme quadratique des incertitudes statistique et systématiques (cf. Eq. IV.10), exclusion faite de l’incertitude sur la normalisation au nombre d’événements (voir Par. V.C-9). Les valeurs centrales pour $\langle p_T \rangle$ sont établies directement à partir de la fonction de Tsallis sur la plage $p_T \in [0; \infty]$.

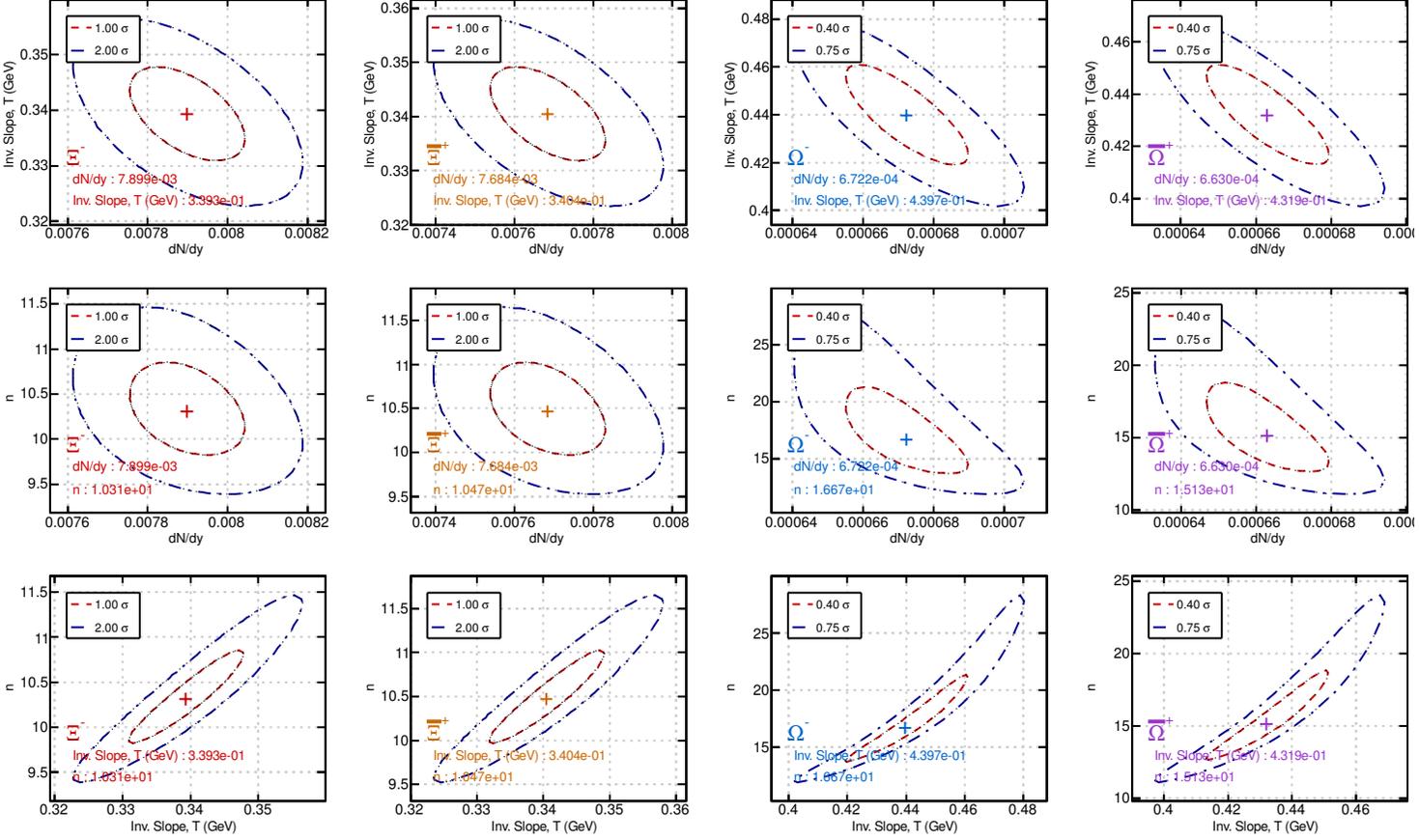


FIGURE V.15 – Contours 2D indiquant les niveaux de confiance pour chaque couple de paramètres, dans le cas d'un ajustement par une fonction de Tsallis des spectres E^- , E^+ , Ω^- et Ω^+ tirés des collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

des indications supplémentaires sur le niveau de confiance à attribuer aux paramètres. On peut notamment constater qu'il existe une corrélation assez forte entre les paramètres T_t et n , pour chacune des espèces.

V.E Corrélations azimutales : (Ξ^- - h^\pm)

V.E-1 Motivations de l'analyse de corrélations angulaires

Dans l'introduction du rapport a été mentionnée la perspective générale dans laquelle cette thèse sur les cascades venait s'insérer, à savoir le problème de l'hadronisation des quarks (étranges, notamment) en baryons. Quelles sont les mécanismes à l'œuvre dans la formation des baryons multi-étranges ? Sont-ils toujours les mêmes sur la plage de p_T accessible expérimentalement ?

Afin de contribuer à l'étude de ce problème, on peut envisager une première étude, dont les travaux présentés ici sont en fait préliminaires : une étude de corrélation angulaire, entre les baryons multi-étranges et toute autre particule.

Ce type d'étude vise à déterminer si les hypérons sont émis à partir de jets et dans quelles proportions. En d'autres termes, il s'agit de voir si, à l'émission d'un Ξ^- ou d'un Ω^- , on retrouve des particules émises dans la direction opposée et le cas échéant, quelles sont les caractéristiques de ces particules (en p_T notamment). Cette étude a déjà été menée avec succès auprès de l'expérience STAR pour des collisions Au–Au mais, faute de statistique suffisante, n'a pu aboutir pour le système référence que sont les collisions pp. Avec la statistique prévue pour ALICE tant au niveau pp que Pb–Pb, cette étude doit pouvoir être reprise et menée à terme.

L'objectif final est de pouvoir discerner en fonction de p_T les différentes contributions des mécanismes d'hadronisation. Idéalement, il s'agit de distinguer le poids relatif des mécanismes durs liés à la *fragmentation* de cordes et des mécanismes *soft* provenant, par exemple en A–A, de la probable *coalescence* de quarks [FMNB03].

Dans le premier cas, il s'agit de baryons multi-étranges produits via la création de paires q/\bar{q} ou $qq/\bar{q}\bar{q}$, donnant lieu dans les détecteurs à des jets de particules, émis dos à dos dans le plan transverse. Au niveau de l'analyse de corrélation, on s'attend alors à voir des particules dans la direction opposée à celle de la cascade (voir Fig. V.16, Cas A).

Dans le second cas, il s'agit de baryons multi-étranges issus du regroupement de trois quarks proches dans l'espace des phases (position et vitesse). Au niveau de l'étude considérée, ceci mènerait à l'absence de toute particule corrélée vis-à-vis de la cascade (voir Fig. V.16, Cas B).

Cette présentation (*fragmentation* contre *coalescence*) reflète sans doute plus la situation envisagée pour la physique des ions lourds ; le modèle de coalescence est une approche plutôt adaptée à la physique avec QGP. Dans

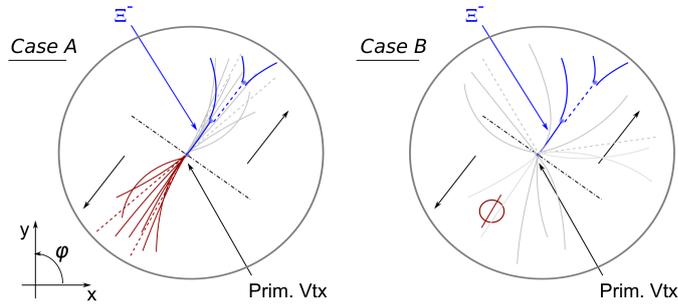


FIGURE V.16 – Les deux cas de figure d’une corrélation angulaire : avec émission dos à dos (cas A) ou sans (cas B).

les collisions pp toutefois, la problématique reste la même : si la nature des phénomènes *soft* est plus incertaine, la compétition entre les mécanismes demeure et demande une étude à part entière.

V.E-2 Principes de l’analyse

Dans le cas présent, la statistique de signal pour les baryons ($\Omega^- + \bar{\Omega}^+$) est trop faible pour pouvoir envisager raisonnablement ce genre d’étude. En conséquence, seule l’étude impliquant les baryons ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) a été abordée. On dispose en effet d’environ 3×10^5 bons candidats ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$) éligibles pour des corrélations, avec une impulsion transverse allant 0,6 à 8,5 GeV/c. Les corrélations sont établies à l’aide de cascades et de traces primaires. Nous reviendrons par la suite sur les principes de construction des corrélations (cf. Par. V.E-2.iii).

V.E-2.i Hypothèses simplificatrices

Comme suggéré à demi-mot jusqu’ici, une quantité importante pour l’étude est l’angle φ d’émission de la cascade dans le plan transverse, noté $\varphi_{\text{émission}}$. En pratique, la quantité à laquelle on a accès expérimentalement correspond à une quantité un peu différente : l’angle φ au vertex de désintégration, noté φ_{vertex} . L’analyse repose en fait à ce niveau sur deux hypothèses simplificatrices qui vont dans le même sens.

Absence d’interaction avec la matière : le candidat cascade ne perd pas d’énergie par ionisation à la traversée du tube à vide ou à son éventuel passage dans les toutes premières couches de l’ITS, il n’est pas dévié par diffusion multiple, ce qui nous conduit à l’hypothèse : $\vec{p}(\Xi)$ à l’émission = $\vec{p}(\Xi)$ trouvé par reconstruction au vertex de désintégration Ξ ; il y a égalité en norme et en direction.

Trajectoire rectiligne dans le champ : malgré la charge électrique, la trajectoire du candidat cascade dans le champ magnétique est une ligne droite. Ceci revient à dire que l'angle azimutal $\varphi_{\text{émission}}$ est le même que l'angle φ_{vertex} trouvé par reconstruction au vertex de désintégration du Ξ . Ceci n'est pas vrai en toute rigueur et peut introduire *a priori* une erreur systématique de l'ordre de 4 à 1°, selon l'impulsion transverse considérée. Cette erreur doit aller *decrescendo* avec p_T .

Ces deux hypothèses sont illustrées sur la Fig. V.17. Elles sont validées à l'aide du Monte Carlo : il a pu être vérifié comment se distribue l'écart ($\varphi_{\text{émission, MC}} - \varphi_{\text{vertex, reco}}$) en fonction de $p_T(\Xi \text{ MC})$. Il en ressort que la résolution de cette différence est typiquement de l'ordre de 0,5° pour des p_T supérieurs à 1 GeV/c.

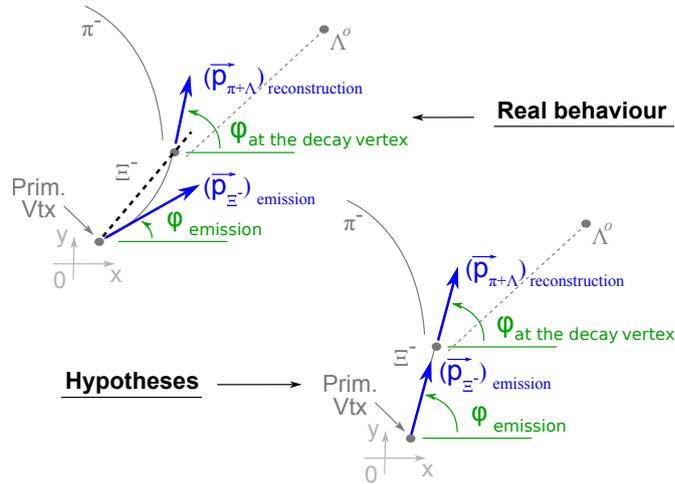


FIGURE V.17 – Illustration des deux hypothèses simplificatrices appliquées aux études de corrélations.

V.E-2.ii Sélections topologiques resserrées

Comme annoncé dans le paragraphe III.C-2, les analyses de corrélations angulaires font partie des études de baryons multi-étranges qui demandent une certaine pureté de signal : on cherche en effet à limiter la pollution des corrélations par le bruit de fond. Afin de garantir une pureté supérieure à 90 % pour tous les p_T considérés, les sélections topologiques des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ sont réajustées. En fait, cet objectif est atteint en changeant une seule coupure : la valeur du cosinus de l'angle de pointage du Ξ a été revue dans cette optique de 0.97 à 0.98 (cf. Tab. V.2). Le signal de Ξ est isolé par une coupure à $M_{pdg}(\Xi) \pm 2 \sigma_{pic}$ (voir Par. IV.B-5) sur la distribution de masse invariante des candidats $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$; la sélection est donc fonction de p_T .

V.E-2.iii Définition de corrélations : deux options

Les corrélations sont ici toujours construites, événement par événement, avec ce que l'on appelle une particule dite *trigger* et des particules dites *associées*. La particule *trigger* est la particule à partir de laquelle on décide de former les corrélations au sein de l'événement. La décision est prise sur la base de la nature de la particule et de ses caractéristiques (particules primaires ? au-delà du seuil de p_T fixé pour la corrélation ? ...). Cette particule fixe, dans le plan transverse, la direction de référence par rapport à laquelle les particules associées vont s'agencer.

Deux options de corrélations sont mises en place. Il s'agit de deux approches complémentaires qui, de fait, contribuent à l'étude systématique. La différence entre les deux options de corrélations tient aux choix faits sur la nature de la particule *trigger* et des particules associées.

- a) *corrélations* (Ξ^{\pm} - h^{\pm}) : la construction de corrélation est déclenchée si un Ξ^- ou Ξ^+ au-dessus d'un certain p_T est présent dans l'événement ; on établit alors les corrélations angulaires qui existent entre ce Ξ et l'ensemble des traces *primaires* de l'événement. Notons que le Ξ n'est pas nécessairement la particule de plus haut p_T dans l'événement ; aucune condition n'est requise sur ce point.
- b) *corrélations* (h^{\pm} - Ξ^{\pm}) : dans les événements qui contiennent un bon candidat Ξ , on recherche la particule directrice de l'événement, i.e. celle de plus haut p_T . Si celle-ci dispose d'une impulsion supérieure à un seuil défini au préalable, les corrélations angulaires sont construites entre cette particule primaire et le(s) Ξ présent(s) dans l'événement.

Ces deux approches sont illustrées sur la Fig. V.18.

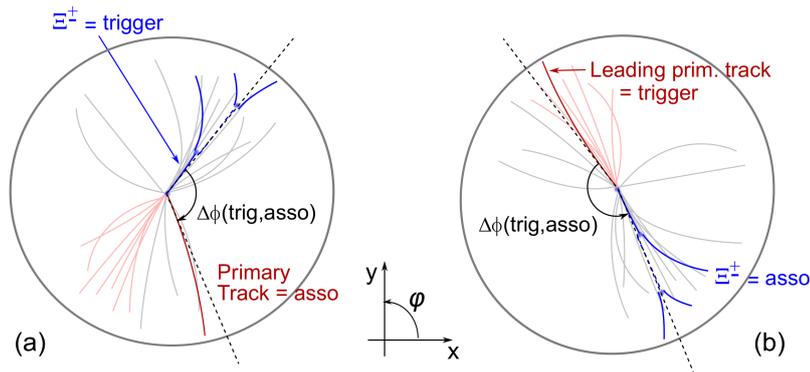


FIGURE V.18 – Illustration des deux options de corrélations au sein d'un événement : (a) Trigger = Ξ^{\pm} / Associés = traces primaires ; (b) Trigger = particule primaire directrice de l'événement / Associés = Ξ^{\pm} .

Pour chaque option, on peut alors étudier les corrélations qui existent

à différents niveaux d'impulsion. Cela est fait en variant à la fois le seuil du déclenchement des corrélations, $p_T(\text{trigger})$, mais aussi le seuil $p_T(\text{asso})$ à partir duquel une particule associée contribue aux corrélations. Notons que, dans l'ensemble, une corrélation est considérée seulement si l'on a :

$$p_T(\text{asso}) < p_T(\text{trigger}) \quad (\text{V.27})$$

Ceci est vérifié au cas par cas, pour chaque couple candidat (*trigger*, associé), dans chaque événement. En d'autres termes, pour des valeurs A, B et C qui définissent les intervalles de p_T retenus pour l'établissement des corrélations, on a :

- $B < p_T(\text{trigger}) < C$,
- $A < p_T(\text{asso}) < p_T(\text{trigger})$.

Ce point est notamment important pour l'option de corrélations ($\Xi^{\pm}-h^{\pm}$), pour laquelle il peut tout à fait exister au sein de l'événement des particules chargées d'impulsion transverse supérieure à celle du baryon multi-étrange.

V.E-3 Quelques mots sur l'étude systématique

Hyp.	Correlation type	
	$(\Xi^{\pm}-h^{\pm})$	$(h^{\pm}-\Xi^{\pm})$
Normalisation per trigger	here : Ξ^{\pm}	here : h^{\pm}
	yes	yes
Corrections applied on the <i>trigger normalisation</i>	here : Ξ^{\pm}	here : h^{\pm}
	no	no
Corrections applied on the <i>associated</i>	here : h^{\pm}	here : Ξ^{\pm}
- in η	no	no
- in φ	no	no
- in p_T	no	yes

TABLE V.8 – Etat d'avancement des corrections liées à l'analyse en corrélations angulaires.

Le tableau V.8 donne une vue d'ensemble sur les corrections nécessaires pour l'analyse de corrélations. On peut notamment remarquer les corrections en efficacités sur les particules associées, selon η , φ et p_T .

L'efficacité en p_T de reconstruction des traces est quasiment constante au-delà de 1 GeV/c ($\varepsilon(h^\pm) \approx 0.8$), il ne s'agit donc pour l'essentiel que d'un facteur constant à envisager pour les corrélations ($\Xi^{\pm\pm}$ - h^\pm). En revanche, comme on n'a pu le voir avec la figure V.6, l'efficacité de reconstruction des $\Xi^{\pm\pm}$ dépend assez fortement de l'impulsion transverse. Les corrections d'efficacités en p_T sont donc appliquées à la volée, au cas par cas, au moment où les corrélations (h^\pm - $\Xi^{\pm\pm}$) sont construites.

Les distributions en η et φ pour les traces primaires et les $\Xi^{\pm\pm}$ ont été contrôlées. Il a pu être constaté que si des corrections seront nécessaires à terme, elles restent *a priori* plus secondaires.

V.E-4 Description d'un résultat

La figure V.19 montre un exemple de résultat obtenu pour les corrélations (h^\pm - $\Xi^{\pm\pm}$). Sur la figure, les différentes zones à considérer mises en évidence :

le pic near-side : il s'agit des cascades associées qui apparaissent proches de la particule *trigger*, la particule directrice de l'événement ici.

le pic away-side : il s'agit des cascades associées qui sont émises à 180° de la particule directrice.

le piédestal : ce "socle" incarne le reste des corrélations, la partie qui ne présente pas de structure visible ; il peut s'agir du bruit de fond (d'où l'importance d'avoir une bonne pureté de signal Ξ), de la contribution des tri-, quadri-jets⁶ mais aussi d'émission de cascades à partir de l'*Underlying Event*. La partie UE est la composante qui nous intéresse le plus *a priori*.

6. Certes, ce ne sont pas les cas de figures majoritaires mais, aux énergies du LHC, ils ne sont plus négligeables. Ex : la section efficace des tri-jets correspond environ à 7 % de la section efficace des di-jets (Fig. 7, [ATL11a]).

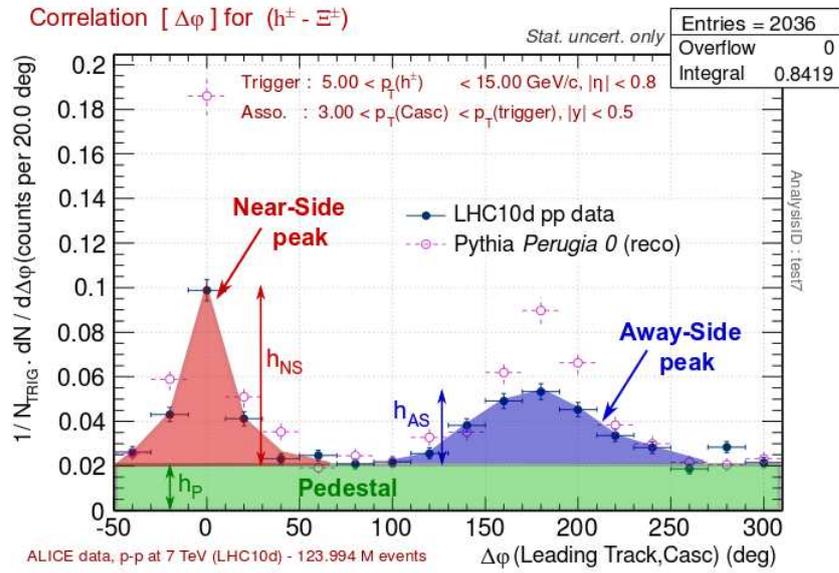


FIGURE V.19 – Corrélations azimutales ($h^\pm - \Xi^\pm$) pour $p_T(\text{trigger } h^\pm) > 5$ GeV/c et $p_T(\text{asso } \Xi) > 3$ GeV/c. Les trois zones des corrélations sont mises en évidence : les pics *near-side* et *away-side*, le piédestal.

– Chapitre VI –

Discussion des résultats physiques

This conference was worse than a Rorschach test :
there's a meaningless inkblot, and the others ask you
what you think you see, but when you tell them, they
start arguing with you!

Richard Feynman

(Version 1.3)

Contenu

VI.A Comparaisons physiques avec les modèles MC	176
VI.A-1 Pourquoi comparer l'étrangeté aux prédictions MC?	176
VI.A-2 PYTHIA	178
VI.A-2.i Présentation de PYTHIA	178
VI.A-2.ii Spectre à 900 GeV : D6T, ATLAS CSC, Perugia 0..	179
VI.A-2.iii Spectres à 7 TeV : Z2, Perugia 2011 et K-factor	179
VI.A-2.iv L'étrangeté selon PYTHIA.....	183
VI.A-3 Quelques mots sur EPOS.....	185
VI.B dN/dy et $\langle p_T \rangle$ en fonction de \sqrt{s}	186
VI.B-1 Les baryons multi-étranges à différents \sqrt{s}	186
VI.B-2 Comparaison aux autres $\langle p_T \rangle$ mesurés à 900 GeV et 7 TeV	189
VI.C Rapports entre particules	189
VI.C-1 Rapport anti-particule sur particule : $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ et $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$	191
VI.C-2 Rapport entre baryons multi-étranges : $\Omega/\Xi = f(p_T)$ ou $f(m_T - m_0)$	191

VI.C-2.i	Rapport fonction de p_T	191
VI.C-2.ii	Rapport fonction de $m_T - m_0$	192
VI.C-2.iii	Rapport entre baryons d'étrangeté croissante	193
VI.C-3	Baryon/Méson "étranges" : Ξ/ϕ et $\Omega/\phi = f(p_T)$	194
VI.C-3.i	Contexte : rapport baryon/méson	194
VI.C-3.ii	Résultats $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/\phi$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/\phi = f(p_T)$	195
VI.D	Autour des corrélations angulaires	198
VI.E	Critiques et perspectives des analyses liées aux Ξ , Ω	201
VI.E-1	Points d'amélioration des analyses effectuées	201
VI.E-2	État des lieux sur les analyses liées aux baryons multi-étranges	202

Le manuscrit poursuit par un chapitre consacré à la discussion physique des résultats obtenus et présentés dans les chapitres IV et V. L'objectif est de mettre en perspective ce qui a été mesuré pour les Ξ^{\pm} et $\bar{\Xi}^{\pm}$ dans les collisions pp aux énergies du LHC et de porter la discussion sur cinq plans différents. Il s'agit, comme l'indique l'intitulé de ce travail de thèse, d'aborder la question générale de la "production des baryons multi-étranges". On souhaite alors :

1. confronter les mesures des taux de production aux prédictions des **modèles MC**,
2. examiner la production des baryons multi-étranges à **différentes énergies** de collision pp,
3. étudier leur production relativement à d'**autres particules**, étranges notamment,
4. donner un diagnostic sur les possibles **mécanismes** de production en fonction de p_T ,
5. voir s'il existe un **pont entre les physiques** de production, dans le système pp et le système A-A.

VI.A Comparaisons physiques aux modèles MC

VI.A-1 Pourquoi comparer l'étrangeté aux prédictions MC ?

« *Keep in mind that inabilities of models to describe data are a vital part of the feedback cycle between theory and experiment.* » (section 4.6 de [Ska11]). Cette phrase de P. Skands corrobore ce qui avait pu être mentionné

dans le Par. II.B-5.iv, à savoir que la comparaison entre données réelles et données Monte Carlo peut aider « soit à comprendre la physique des données réelles soit à affiner celle des modèles Monte Carlo. » Une part importante de notre compréhension physique se joue en effet dans ce rapprochement entre les mesures expérimentales et les prédictions des générateurs. Cela est d'autant plus vrai pour la physique non-perturbative, à bas p_T , dans la mesure où l'on ne peut espérer de prédictions directes de la chromodynamique quantique analytique.

Dans cette perspective, l'étrangeté est souvent un aspect mal déterminé des modèles Monte Carlo (taux de production, $\langle p_T \rangle$, spectres, rapports entre taux de production, ...). Cela peut être constaté à partir des comparaisons systématiques mises à disposition sur le site *MCplots* [KKP⁺]. Cette situation s'explique en partie par la faible quantité de mesures expérimentales disponibles sur ce sujet. Si l'ère du Tevatron offre un grand nombre de tests à l'échelle du TeV pour les générateurs Monte Carlo, cela est surtout vérifié sur la base des particules *non-identifiées* h^\pm ; il n'existe en revanche que peu de résultats pour ce qui concerne les particules *identifiées* (π^\pm , K^\pm , ...), les détecteurs CDF et DØ n'étant pas toujours adaptés pour ce genre de mesures.

Dans cette logique, les particules identifiées les plus rares, i.e. les plus massives, sont assez naturellement les plus pénalisées (voir p.98, [BBG⁺11], par ailleurs cité dans le Par. I.D-3). En contrepartie de cette marginalité, des particules comme les Λ ou les Ξ^{*++} sont parfois perçues comme des pierres de touche des modèles *Minimum Bias* [Hoe10].

Au sein de la communauté LHC, un effort inter-collaborations “MB & UE” est mis en place pour rapprocher expérimentateurs et théoriciens en charge des modèles MC, cela prend la forme de réunions régulières de travail où chaque communauté y présente ses derniers résultats [Mc⁺0].

Un enjeu pratique est d'améliorer les différents générateurs Monte Carlo usuels (PYTHIA [SMS06], Herwig [BGG⁺08], Sherpa [GHK⁺09]), i.e. de faire en sorte que les modèles sous-jacents intègrent au mieux la “réalité” des mesures. Cela demande naturellement des échanges entre les expérimentateurs et les théoriciens, mais également entre les expérimentateurs des différentes collaborations : de la sorte, un faisceau d'analyses cohérentes peut être mis en place, sur la base de conventions communes. Les travaux relatifs aux hyperons font l'objet d'une attention certaine au sein de ce groupe de travail, par P. Skands et R. Field notamment.

Dans la suite, nous présentons ce qui tient lieu de matière première pour ce genre de discussions, en montrant l'exemple de comparaisons entre les spectres mesurés et différents *tunes* (paramétrisations) de PYTHIA.

VI.A-2 PYTHIA

VI.A-2.i Présentation de PYTHIA

PYTHIA est un outil standard pour la génération de collisions à hautes énergies. Le programme est une somme de modèles physiques couvrant des aspects allant de l'évolution de processus durs à plusieurs corps jusqu'à l'état hadronique final. Il englobe des bibliothèques pour les processus durs, des modèles pour les gerbes de partons dans l'état initial ou final (*parton shower*), pour l'interaction multiple de partons (*MPI*), les interactions résiduelles du faisceau (*beam remnants*), la fragmentation de cordes¹ (*string fragmentation*) et la désintégration de particules. C'est un modèle dédiée initialement aux collisions e^+e^- (PETRA, LEP, ...) mais aujourd'hui également capable de décrire les collisions pp (RHIC, LHC...) ou $\bar{p}p$ (Sp \bar{p} S, Tevatron, ...).

Pour une version logicielle de PYTHIA donnée (6.2 ou 6.4, implémentée en Fortran 77 / 8.2, migration en C++), il existe toute une variété de *tunes*. Le logiciel PYTHIA permet en effet à l'utilisateur de changer un certain nombre d'options et de paramètres du modèle ([SMS06], p.485-495) :

- les options des modèles de physique MSTJ(i), avec $i \in \llbracket 0; 121 \rrbracket$,
- les paramètres physiques PARJ(k), avec $k \in \llbracket 1; 195 \rrbracket$.

Prenons quelques exemples concrets parmi les options et les paramètres principaux du modèle :

MSTJ(1) : cette option est l'alternative entre 3 modèles de fragmentation ;

MSTJ(12) : l'option correspond au choix du modèle pour la production de baryons ;

... :

PARJ(1) : le paramètre est la probabilité de produire une paire diquark/anti-diquark par rapport à la probabilité de produire une paire quark/anti-quark, $P(qq, \bar{q}\bar{q})/P(q, \bar{q})$; en d'autres termes, ce paramètre donne la suppression des diquarks (anti-diquarks) dans le champ de couleurs par rapport à la production de quarks (anti-quarks) ; il vaut 0.10 par défaut ;

PARJ(2) : ce coefficient régule la production des paires de quarks s par rapport à la production de paires de quarks u ou d , $P(s\bar{s})/P(u\bar{u})$; sa valeur est mise à 0.30 par défaut ;

PARJ(3) : il s'agit du rapport $[P(us)/P(ud)] / [P(s)/P(u)]$ soit de la suppression additionnelle des *diquarks* étranges par rapport à la suppression normale des *quarks* s ; par défaut, sa valeur vaut 0.40.

... :

1. La fragmentation de cordes constitue le cœur du modèle de Lund.

Ces paramètres sont les véritables degrés de libertés des modèles sous-jacents implémentés dans PYTHIA. Chacun des *tunes* correspond en fait à un ensemble de valeurs arrêtées pour activer ou non certaines options, mettre l'accent sur tel ou tel paramètre. L'ensemble est normalement le fruit d'une comparaison systématique et d'une adaptation à des mesures expérimentales ; les meilleurs *tunes* sont naturellement ceux capables de reproduire un maximum de mesures, ceux dont la validité n'est pas limitée à un type de résultats.

VI.A-2.ii Spectre à 900 GeV : tunes D6T, ATLAS CSC, Perugia 0

Pour l'article [ALI11b], le spectre de $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ a été comparé à différents modèles Monte Carlo. On retrouve une comparaison à :

Phojet [ERR95] : un modèle Monte Carlo, indépendant de PYTHIA, tourné vers la physique *soft* ;

PYTHIA *D6T* : un *tune* de référence de PYTHIA, mis en place par R. Field à partir des données de l'expérience CDF au Tevatron ;

PYTHIA *ATLAS CSC* : un *tune* de PYTHIA qui est en quelque sorte une extrapolation du *tune* D6T pour la physique du LHC ; il a été mis en place avant la prise de données du LHC ;

PYTHIA *Perugia 0* : un *tune* de PYTHIA qui met l'accent sur les interactions multiples de partons, ce qui donne une description plutôt focalisée sur la physique *soft* de l'*Underlying Event*.

La figure VI.1 montre la comparaison entre le spectre mesuré et les prédictions des différents modèles MC testés. La conclusion s'impose : aucun de ces modèles n'arrive à reproduire les données, tous sous-estiment la production des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ d'un facteur 2 à 5 suivant le MC et le p_T considérés. Avec un spectre mesuré plus étendu (de $p_T = 0$ à 6 GeV/c), les résultats obtenus par la collaboration CMS corroborent cette conclusion (Fig. 7, [CMS11b]).

VI.A-2.iii Spectres à 7 TeV : Z2, Perugia 2011 et K-factor

α . Choix du *tune* de PYTHIA

Pour les spectres obtenus dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, d'autres *tunes* de PYTHIA peuvent être envisagés. En effet, il faut tenir compte du fait que les spectres des cascades à 7 TeV ont été obtenus près d'un an après les premiers résultats publiés du LHC ; entre temps, différents *tunes* PYTHIA ont été produits pour prendre en compte :

- les données de référence à l'échelle du TeV de CDF,
- les distributions en multiplicité $dN_{ch}/d\eta$ obtenus pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 0.9$ et 7 TeV [ALI10c, ALI10d, ATL10, CMS10],

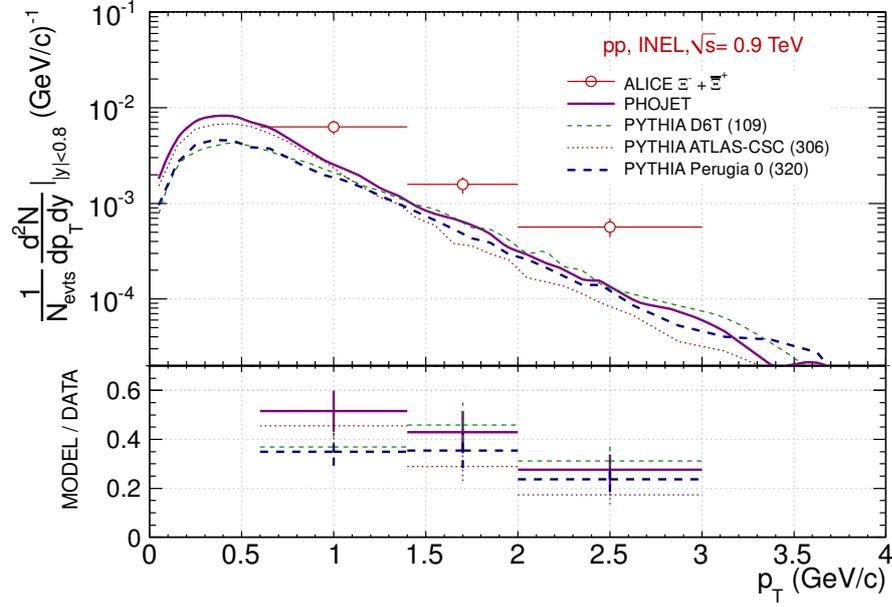


FIGURE VI.1 – Comparaison des spectres de $(\Xi^- + \Xi^+)$ à $\sqrt{s} = 900$ GeV, entre les données ALICE et différents modèles MC : PYTHIA, Phojet. [ALI11b]

- les spectres $dN_{\text{ch}}/dp_T d\eta$ pour les particules non-identifiées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 0.9$ et 7 TeV [ALI10g, CMS11a].

Il en résulte notamment les *tunes* CMS Z1 et Z2² produits par R. Field [Fie10], et la mise à jour du *tune* Perugia en Perugia 2011, par P. Skands (Annexe B, [Ska10]). Les trois *tunes* sont produits avec l'idée de fournir une description de l'UE. Pour cela, le *tune* Perugia 2011 reste dans la ligne définie avec le *tune* Perugia 0, il exploite avec une attention particulière les possibilités offertes par les interactions multiples de partons.

β. Discussion des comparaisons données/MC

Les figures VI.2 et VI.3 (a) montrent les rapports entre les spectres mesurés et les prédictions de trois *tunes* PYTHIA : Perugia 0, Z2 et Perugia 2011. Ces figures appellent plusieurs observations. Dans un premier temps, il faut relever sur la figure VI.2 que Perugia 0 sous-estime d'un facteur 2 à 3 en moyenne la production des Ξ^{\pm} et d'un facteur 10 à 15, la production des Ω^{\pm} . Le *tune* Z2 améliore à peine la situation. Le *tune* Perugia 2011, montré sur la figure VI.3 (a), est des trois variantes celle qui fournit les meilleures performances, sans toutefois aboutir à un bon accord avec les

2. Z1 et Z2 diffèrent seulement par la version des fonctions de distribution partonique utilisées, CTEQ5L pour Z1 et CTEQ6L pour Z2 [PSH⁺02]. En pratique, pour la saveur étrange, cela apporte peu de changement.

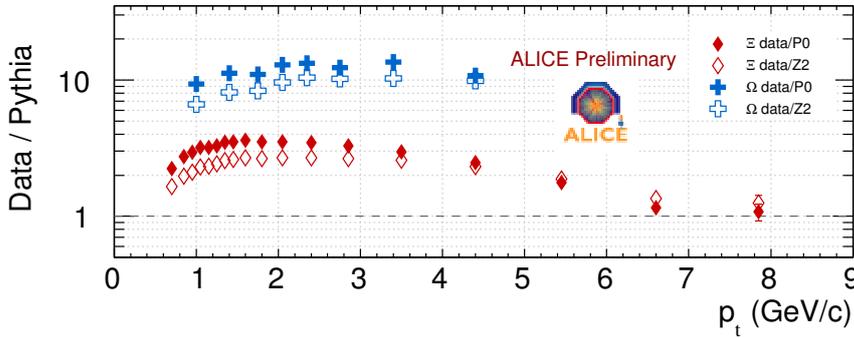


FIGURE VI.2 – Comparaison des spectres corrigés combinés des $(\Xi^- + \Xi^+)$ et $(\Omega^- + \Omega^+)$ avec les prédictions du modèle PYTHIA, *tunes Perugia 0* et *Z2*, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [DCftAc11].

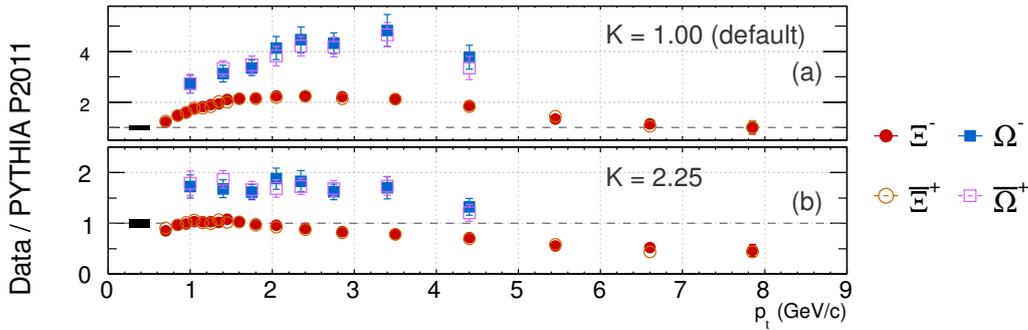


FIGURE VI.3 – Comparaison des spectres corrigés des différentes espèces de cascades, Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et Ω^+ avec les prédictions du modèle PYTHIA, *tune Perugia 2011*, pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. La comparaison est montrée pour deux valeurs du facteur K appliqué dans le générateur (voir texte) : (a) cas par défaut, $K = 1,0$ et (b) avec un facteur K fixé à 2,25. Le rectangle noir marque l'incertitude sur la normalisation des spectres réels corrigés. [DC11]

spectres mesurés : les baryons Ξ^{\pm} sont sous-estimés d'un facteur 1 à 2, les Ω^{\pm} , d'un facteur 3 à 5.

Un aspect qui mérite d'être signalé est que, pour ces trois *tunes* et notamment Perugia 2011, un accord entre les données et le MC semble trouvé dans la partie à haut p_T des spectres de Ξ^- et Ξ^+ ($p_T > 5-6$ GeV/c). En première approche, cela suggère que les mécanismes de fragmentation de cordes à partir des collisions dures de partons donnent une description correcte à ce niveau d'impulsion (mécanismes dominants à haut p_T). Il faudrait toutefois s'assurer que ce que l'on observe ici n'est pas un simple croisement de courbes mais bel et bien une convergence asymptotique des prédictions

vers les mesures... Sans une extension des mesures à plus haut p_T , on ne peut véritablement conclure sur ce point.

Dans l'ensemble, il apparaît que l'enjeu essentiel de la description des $\bar{\Omega}^{\pm}$ et $\bar{\Xi}^{\pm}$ repose manifestement aux p_T intermédiaires, entre 1 et 4 GeV/c, là où les données réelles sont quantitativement supérieures aux prédictions.

γ. Discussion autour du facteur K

PYTHIA est dans l'ensemble un modèle fondé sur les calculs perturbatifs poussés à l'ordre 1 (*Leading Order, LO*). Dans le modèle, il est toutefois possible de régler le générateur à l'aide d'un facteur *ad hoc*, *K-factor*, pour refléter les effets potentiels des termes d'ordre 2 (*Next to Leading Order, NLO*) et supérieur. Ce facteur est global, il est appliqué au niveau des sections efficaces de partons (quark ou gluon); de fait, il ne peut être ajusté de manière indépendante pour chaque hadron de l'état final.

Par défaut, le *K-factor* vaut 1. Dans les collisions pp à 200 GeV, l'expérience STAR a montré qu'un facteur de valeur 3 permettait de reproduire raisonnablement bien l'étrangeté dans sa globalité (forme des spectres et taux de production globaux pour K_S^0 , Λ , Ξ^- , $K^*(892)^0$, $\phi(1020)$ et $\Sigma^*(1385)$ [HftSC06, STA07a]).

Cet exercice est repris pour les seules cascades à $\sqrt{s} = 7$ TeV à partir de la variante Perugia 2011. Le facteur K est incrémenté par pas de 0,25 entre 1 et 3, avec l'objectif de reproduire le dN/dy et le $\langle p_T \rangle$ de chaque espèce [DC11]. Un facteur de 2,25 permet d'atteindre ce but pour les Ξ^- et Ξ^+ . Toutefois, la forme du spectre n'est pas complètement reproduite (Fig. VI.3 - b). Pour ce qui concerne les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$, aucun facteur n'est capable de reproduire à la fois les dN/dy et les $\langle p_T \rangle$ mesurés.

Ces résultats demandent plusieurs clarifications et remarques. Dès le départ de l'exercice, une faible marge de manœuvre était disponible :

- 1 : comme mentionné plus haut, un changement du facteur *K* affecte l'ensemble des particules (certes, avec un impact différent suivant le type de particule); en toute rigueur, un changement de facteur *K* impose donc une étude *globale* comprenant au moins les particules les plus abondantes, tels les pions. Dans la mesure où le *tune* Perugia 2011 prend en compte un certain nombre de résultats LHC (la multiplicité de particules dans les collisions *Minimum Bias*, notamment), le facteur *K* ne pourra garder un certain intérêt que s'il prend des valeurs modérées ($\gtrsim 1$).
- 2 : les $\bar{\Xi}^{\pm}$ apparaissent raisonnablement décrits par le *tune* Perugia 2011 à haut p_T , i.e. là où α_s doit être le plus faible, donc là où les développements perturbatifs *LO* et *NLO* de pQCD sont les plus légitimes. Dès lors, il est clair qu'une modification de facteur *K* ne peut qu'aller à

l'encontre de ce point positif. À l'origine, le but de l'étude était de voir dans quelle mesure une meilleure description pouvait être obtenue aux p_T intermédiaires, quitte à perdre un peu en terme de qualité à haute impulsion.

Au final :

- 3 : l'“universalité” du facteur K , suggérée par l'étude sur les données de STAR, ne tient pas : le facteur semble dépendant de l'espèce considérée mais aussi de l'énergie de collision.
- 4 : le facteur K auquel on peut aboutir ici est supérieur à 2, cela implique un terme NLO qui est supérieur au terme LO . Aussi, il apparaît clairement que le facteur K ne peut fournir une solution cohérente au problème; la sous-estimation des données est trop importante pour être compensée à l'aide de ce seul paramètre.

VI.A-2.iv L'étrangeté selon PYTHIA...

Revenons ici sur une spécificité du *tune* PYTHIA Perugia 2011. On peut remarquer dans l'annexe B de [Ska10] que des paramètres importants concernant directement la saveur étrange ont été modifiés.

PARJ(6) : ce paramètre est lié à la production de baryons étranges, il donne le facteur de suppression à considérer pour le partage d'une paire $s\bar{s}$ entre le baryon et l'anti-baryon, dans le scénario de production baryon/méson/anti-baryon $BM\bar{B}$ (voir p.438 de [SMS06] pour plus de détails sur ce scénario). En ce sens, il s'agit de gérer la suppression des baryons étranges par rapport à la production de baryons à base de quarks u et d ;

PARJ(7) : il correspond aux mêmes considérations de suppression dans le scénario $BM\bar{B}$ mais dans ce cas, pour l'obtention d'un méson étrange.

PYTHIA <i>tune</i>	Perugia 0	Perugia 2011	Augmentation
<i>PARJ(6)</i>	0.5 (<i>dflt</i>)	1.0	+100 %
<i>PARJ(7)</i>	0.5 (<i>dflt</i>)	1.0	+100 %

TABLE VI.1 – Valeurs des paramètres relatifs à l'étrangeté qui sont modifiés entre les *tunes* Perugia 0 et Perugia 2011 de PYTHIA 6.4. La mention *dflt* indique qu'il s'agit de la valeur par défaut de la version 6.4 de PYTHIA. Voir p.491 de [SMS06].

Comme l'indique le tableau de valeurs VI.1, la situation envisagée ici cor-

respond à ne plus demander de suppression pour ces baryons et mésons étranges.

L'amélioration que l'on observe sur les figures VI.2 et VI.3 en passant du *tune* Perugia 0 à Perugia 2011 est pour l'essentiel attribuée à ce changement au niveau de PARJ(6) (+30 % de $\bar{\Xi}^{\pm}$ générés, +100 % de $\bar{\Omega}^{\pm}$ entre les deux *tunes*). Malgré cet ajout significatif, PYTHIA ne parvient toutefois pas véritablement à reproduire les données.

Le 17 juin 2011, lors du meeting “MB & UE” [Mc+0], R. Field a présenté³ les résultats d'un exercice dédié notamment à l'étrangeté au LHC : il tente de reproduire les différents résultats de particules identifiées obtenus par ALICE [ALI11a, ALI11b] et CMS [CMS11b] dans les collisions pp à 900 GeV et 7 TeV. Sur le principe, il s'agit de reprendre le *tune* Z1 et de modifier le *tune* pour adapter les prédictions au plus proche des données K^{\pm} , K_S^0 , $(\Lambda + \bar{\Lambda})$, $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et éventuellement, considérer leurs rapports aux pions chargés et aux protons. De cette étude résulte le *tune* préliminaire Z1C, qui fournit effectivement une amélioration notable des prédictions relatives à l'étrangeté. Au prix cependant d'une modification de taille : pour aboutir à ce résultat, il a fallu modifier des paramètres primordiaux de PYTHIA, PARJ(1) et PARJ(3). (Voir la présentation de ces paramètres dans le Par. VI.A-2.i.) Le tableau VI.2 indique les valeurs effectives de ces changements.

PYTHIA <i>tune</i>	Z1	Z1C	Augmentation
PARJ(1)	0.10 (<i>dflt</i>)	0.12	+ 20%
PARJ(2)	0.3 (<i>dflt</i>)	0.3	–
PARJ(3)	0.4 (<i>dflt</i>)	0.8	+100%

TABLE VI.2 – Valeurs des paramètres considérés et/ou modifiés entre les *tunes* Z1 et Z1C de PYTHIA 6.4. La mention *dflt* indique qu'il s'agit de la valeur par défaut de la version 6.4 de PYTHIA.

On le voit ici, reproduire la production d'étrangeté dans PYTHIA est une opération conséquente : il ne s'agit pas tant de changer des paramètres mineurs mais plutôt de modifier des paramètres au centre du modèle (PARJ(*k*) avec $k \in \llbracket 1; 7 \rrbracket$). Si l'on arrive à améliorer la qualité des prédictions en matière d'étrangeté au sein du modèle, il faut naturellement s'assurer que ce n'est pas au détriment du reste, i.e. de tous les efforts faits jusque là sur tous les autres plans.

Aujourd'hui, la situation est telle qu'il existe une tension entre les multiples contraintes apportées par les différentes mesures : les résultats e^+e^- du

3. Présentation intitulée *Updates on PYTHIA Tunes*.

LEP et pp du RHIC pour les collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV, les données $p\bar{p}$ au Tevatron et pp au LHC pour les collisions aux énergies de l'ordre du TeV. L'enjeu est de savoir si un nouveau *tune* de PYTHIA peut reproduire tous ces aspects en même temps que les baryons multi-étranges, sans avoir à ajouter de nouveaux éléments physiques, comme des phénomènes collectifs...

VI.A-3 Quelques mots sur EPOS...

Si PYTHIA se voulait capable de décrire les collisions e^+e^- et pp ou $p\bar{p}$, EPOS se donne pour objectif d'englober les descriptions des collisions A–A, p–A et pp. PYTHIA et EPOS offrent ainsi deux approches complémentaires qui se recoupent à l'endroit des collisions pp.

On peut résumer les caractéristiques principales du modèle EPOS à trois propriétés [WKP⁺10].

La diffusion multiple de partons : dans une collision, il existe plusieurs interactions de partons en parallèle, les produits de ces interactions peuvent à leur tour interagir entre eux et contribuer à l'établissement de fort champ de couleur, les tubes de flux. C'est de ces tubes de flux que résultent les hadrons de l'état final. Le traitement qui en est fait est en quelque sorte le recouplement de la pQCD et du modèle de Gribov-Regge lié aux pomérons. Cet aspect de diffusion est véritablement le cœur du modèle, comme la fragmentation de cordes était le cœur du modèle PYTHIA ⁴.

Le modèle core-corona : nous avons déjà eu l'occasion de mentionner cette idée dans la section I.D-2.ii. EPOS intègre et met en œuvre ce concept à partir de la version 1.30 [Wer07].

L'hydrodynamique : à partir de la version 2.0, une composante hydrodynamique est rajoutée pour décrire l'évolution du système formé. [WKP⁺10]

Il est important de noter que ces considérations issues de la physique des ions lourds sont appliquées sans distinction majeure aux collisions pp.

Le modèle EPOS fait l'objet de plusieurs comparaisons avec les données A–A au RHIC (ex. : [STA07b, Wer07]) mais également avec les données pp ou d–Au de ce même accélérateur (ex. section 5 de [STA06]). Pour ce qui concerne les hadrons étranges en pp, la comparaison aux spectres mesurés par la collaboration STAR (section V.C de [STA07a]) montre un bon accord pour chaque hadron étrange, sur l'intégralité de la gamme de p_T mesurée.

4. Quelle différence voir entre le modèle d'interactions multiples de partons MPI de PYTHIA et les diffusions multiples d'EPOS ? Le modèle MPI repose plutôt sur l'idée qu'en plus de l'interaction dure entre les deux partons dominants, il existe d'autres interactions $2 \rightarrow 2$, d'énergie plus petite, qu'il faut considérer ; l'état final résulte ainsi d'une somme d'interactions partoniques pour l'essentiel indépendantes. L'idée de la diffusion multiple repose à l'inverse sur l'idée qu'il existe une multitude d'interactions entre partons de faible impulsion longitudinale, ces interactions nombreuses viennent chacune enrichir les tubes de flux.

Il serait intéressant de voir comment les versions les plus récentes d'EPOS (> v2.0) se confrontent aux spectres identifiés, étranges ou non, mesurés au LHC, dans les collisions Pb–Pb mais également pp.

VI.B Taux de production et p_t moyen en fonction de \sqrt{s}

Dans cette section il s'agit (1) d'examiner la production des cascades à différentes énergies de collision pp mais aussi (2) à une énergie donnée, de comparer les baryons multi-étranges à d'autres particules identifiées, pour ce qui concerne les valeurs moyennes en p_T des spectres mesurés.

VI.B-1 Les baryons multi-étranges à différents \sqrt{s}

Les résultats obtenus par la collaboration ALICE pour les baryons doublement et triplement étranges peuvent être comparés à d'autres résultats disponibles. Le tableau VI.3 fait l'inventaire de ces résultats.

Système, \sqrt{s}	Expérience	Norm.	Mesures de $\Xi^{\pm\pm}$	Mesures de $\Omega^{\pm\pm}$	Réf.
pp, 0.2 TeV	STAR	NSD	$d^2N/dp_T dy$	$d^2N/dp_T dy$	[STA07a]
p \bar{p} , 0.9 TeV	UA5	–	signal	–	[UA589]
pp, 0.9 TeV	CMS	NSD	$d^2N/dp_T dy$	–	[CMS11b]
pp, 0.9 TeV	ALICE	INEL	$d^2N/dp_T dy$	–	[ALI11b]
p \bar{p} , 1.96 TeV	CDF	Min Bias	section eff.	section eff.	[CDF11]
pp, 7 TeV	CMS	NSD	$d^2N/dp_T dy$	–	[CMS11b]
pp, 7 TeV	ALICE	INEL	$d^2N/dp_T dy$	$d^2N/dp_T dy$	–

TABLE VI.3 – Inventaire des mesures de cascades disponibles en fonction de \sqrt{s} dans le système de collision pp/p \bar{p} . La tableau donne le système de la collision, l'énergie de celle-ci, la classe d'événements éventuellement utilisée pour la normalisation, le type de mesure pour les cascades et la référence bibliographique.

La figure VI.4 rassemble les résultats des expériences STAR, ALICE et CMS. Elle montre une étude sur la dépendance du taux de production et du p_T moyen des ($\Xi^- + \Xi^+$) et ($\Omega^- + \Omega^+$) dans les collisions pp en fonction de \sqrt{s} , l'énergie de collision, et met les résultats expérimentaux en regard des prédictions du *tune* Perugia 2011 de PYTHIA, à ces différentes énergies.

Tout d'abord, il faut relever les mesures des $\Xi^{\pm\pm}$ communes aux collaborations ALICE et CMS à $\sqrt{s} = 900$ GeV et 7 TeV. Ces mesures sont en bon accord, modulo la normalisation aux événements INEL faite par ALICE et

NSD faite par CMS. L'accord est en fait vérifiable en faisant l'hypothèse que les taux de production des Ξ^{\pm} dans les événements INEL et NSD suivent le rapport connu entre la multiplicité des particules⁵ dans ces deux classes d'événements :

$$R_{\text{INEL/NSD}} = \frac{(dN_{\text{ch}}/d\eta)_{\text{NSD}}}{(dN_{\text{ch}}/d\eta)_{\text{INEL}}} \quad (\text{VI.1})$$

$$R_{\text{INEL/NSD}}(900 \text{ GeV}) = 0.84 \pm 0.006 \quad [\text{ALI10c}] \quad (\text{VI.2})$$

$$R_{\text{INEL/NSD}}(7 \text{ TeV}) = 0.87 \pm 0.01 \quad [\text{PftAC11a}] \quad (\text{VI.3})$$

La figure (VI.4 - a) montre que le taux de production des cascades augmente avec l'énergie de collision, conformément à ce que l'on pouvait attendre. Les prédictions de PYTHIA Perugia 2011 nous conduisent à la même conclusion sur un plan qualitatif, mais le modèle sous-estime la progression avec \sqrt{s} : l'augmentation est 20 % plus forte dans les données.

La figure (VI.4 - b) représente la variation du $\langle p_T \rangle$ avec \sqrt{s} pour les cascades. L'attention peut être portée sur trois aspects en particulier.

Augmentation du $\langle p_T \rangle$: on peut observer pour les $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ une augmentation en allant de 200 GeV à 7 TeV. À l'inverse, pour les $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$, les grandes incertitudes associées à la mesure de STAR ne nous permettent pas de véritablement conclure : le $\langle p_T \rangle(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ mesuré par l'expérience STAR reste compatible dans la limite des barres d'erreur avec la mesure ALICE à 7 TeV ; la tendance reste toutefois celle d'une augmentation du $\langle p_T \rangle(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ avec \sqrt{s} .

Prédictions de PYTHIA : concernant ces prédictions, si le modèle présente bien les mêmes tendances que les données réelles (augmentation avec \sqrt{s}), on peut observer qu'il sous-estime les valeurs de p_T moyen pour chacune des espèces de cascades et ce, pour chacune des énergies de collision.

Séparation $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+), (\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$: à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, les incertitudes ne permettent pas de séparer les valeurs de $\langle p_T \rangle$ entre les $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et les $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$; à 7 TeV, on voit une différenciation claire entre les deux espèces. Cette séparation est suggérée également par PYTHIA Perugia 2011 pour chacune des trois énergies de collision, avec une séparation allant croissant avec \sqrt{s} . Toutefois, le modèle sous-estime cette séparation. Par exemple, $\langle p_T \rangle(\Omega^- + \bar{\Omega}^+) \approx 1.2 \langle p_T \rangle(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ dans les données ALICE à 7 TeV, alors que $\langle p_T \rangle(\Omega^- + \bar{\Omega}^+) \approx 1.1 \langle p_T \rangle(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ à cette énergie, selon PYTHIA.

5. ou de manière quasi équivalente, le rapport des sections efficaces entre les collisions INEL et NSD.

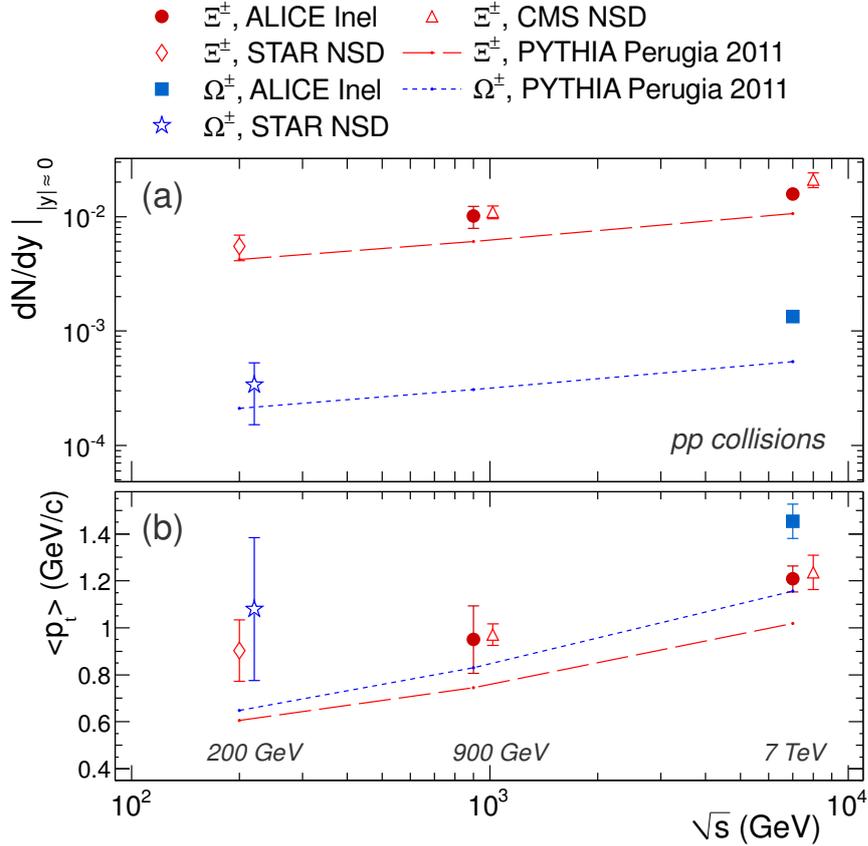


FIGURE VI.4 – (a) dN/dy , (b) $\langle p_T \rangle$ des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ en fonction de \sqrt{s} (0.2, 0.9 et 7 TeV), dans les collisions pp. Notons que les données STAR [STA07a] et CMS [CMS11b] sont normalisées aux événements NSD ; les données ALICE, aux événements INEL (voir IV.B-7.i). Les $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et les $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ de l'expérience STAR sont représentés par des losanges vides et des étoiles, respectivement. Les mesures des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ fournies par la collaboration CMS correspondent aux triangles vides ; les mesures ALICE des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$, comme des cercles et carrés pleins. Pour comparaison, les prédictions du tune Perugia 2011 sont données : trait en pointillés longs pour les baryons $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$, et en pointillés courts pour les $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$.

VI.B-2 Comparaison aux $\langle p_T \rangle$ des autres particules mesurées à 900 GeV et 7 TeV

La figure VI.5 montre la courbe $\langle p_T \rangle = f(\text{masse de la particule})$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV et 900 GeV [ALI11b]. Les données à 200 GeV sont celles de l'expérience STAR (section IV.D de [STA07a]).

La figure VI.6 ajoute à cela les valeurs moyennes obtenues par l'expérience ALICE dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV. (Les valeurs sont les valeurs "préliminaires ALICE" (*ALICE Preliminary*)).

Sur les deux figures, la présence de la paramétrisation ISR [BG76] peut être remarquée. Celle-ci fut proposée à l'origine pour décrire le $\langle p_T \rangle$ des pions, kaons, protons dans les collisions pp à une énergie $\sqrt{s} = 25$ GeV. Si cette description phénoménologique peut encore garder une certaine validité à 200 GeV et 900 GeV (malgré $\sqrt{s} \times 8$, $\sqrt{s} \times 36$), il apparaît plus clairement avec les mesures obtenues à 7 TeV ($\sqrt{s} \times 280$) que la formulation ne peut être universellement appliquée. A cette énergie, on observe en effet que le $\langle p_T \rangle$ croît rapidement avec la masse de la particule, donnant lieu à un écart grandissant pour les $\langle p_T \rangle$ des particules les plus lourdes ($\approx +60\%$ pour les Ξ^- , $\approx +70\%$ pour les Ω^- par rapport à la paramétrisation).

Un autre fait mérite d'être signalé. En rapprochant la Fig. VI.6 de la Fig. VI.7, tirée de [STA07a], on peut remarquer que les p_T moyens des Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} mesurés dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV sont supérieurs aux p_T moyens de ces mêmes espèces dans les collisions Au–Au les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : ≈ 1.2 GeV/c pour les Ξ^{\pm} en pp, contre ≈ 1.1 GeV/c en Au–Au ; ≈ 1.45 GeV/c pour les Ω^{\pm} en pp, contre ≈ 1.25 GeV/c en Au–Au. Les mésons π^{\pm} , K^{\pm} et ϕ ont un $\langle p_T \rangle$ compatible ; les protons demeurent avec un $\langle p_T \rangle$ plus élevé dans les collisions Au–Au. Ainsi, dans l'ensemble, les deux courbes dans les deux systèmes apparaissent au moins compatibles. La question peut alors être posée sur l'origine physique de cet état de fait : faut-il y voir une simple conséquence d'une présence accrue de jets à ce niveau d'énergie en pp ? ou une indication en pp d'un comportement hydrodynamique, avec la présence d'un flot radial ? – La question reste posée...

VI.C Rapports entre particules, en fonction de p_t

Dans le prolongement des comparaisons inter particules, on peut mettre en relation les particules étranges. Cette section aborde le rapport de production (VI.C-1) entre les particules et anti-particules, (VI.C-2) entre les baryons Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} ou encore (VI.C-3) entre les baryons multi-étranges et les mésons ϕ .

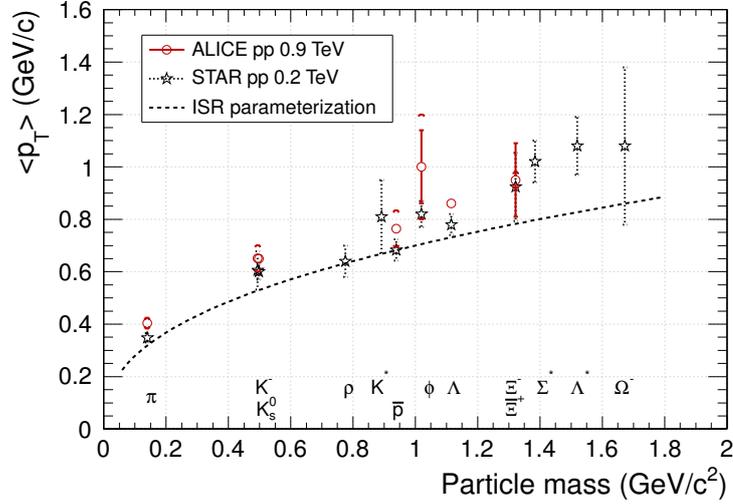


FIGURE VI.5 – Valeurs moyennes des spectres en p_T pour les particules identifiées, à $\sqrt{s} = 200$ et 900 GeV [ALI11b]. La paramétrisation ISR est donnée pour comparaison.

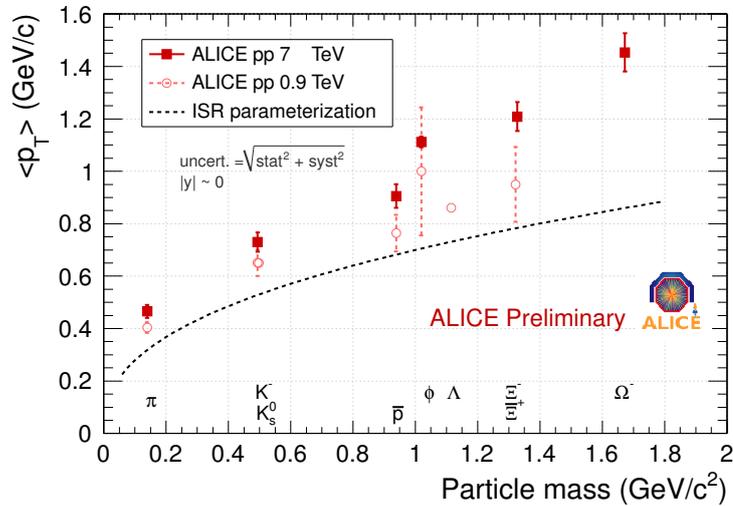


FIGURE VI.6 – Valeurs moyennes en p_T des particules identifiées dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [MftAC12]. Les valeurs obtenues pour les cascades sont ajoutées aux valeurs des pions, kaons, protons [CftAc11] et ϕ [PftAc11b]. Les valeurs des $\langle p_T \rangle$ obtenus à $\sqrt{s} = 900$ GeV ainsi que la paramétrisation ISR sont affichées pour référence [ALI11b].

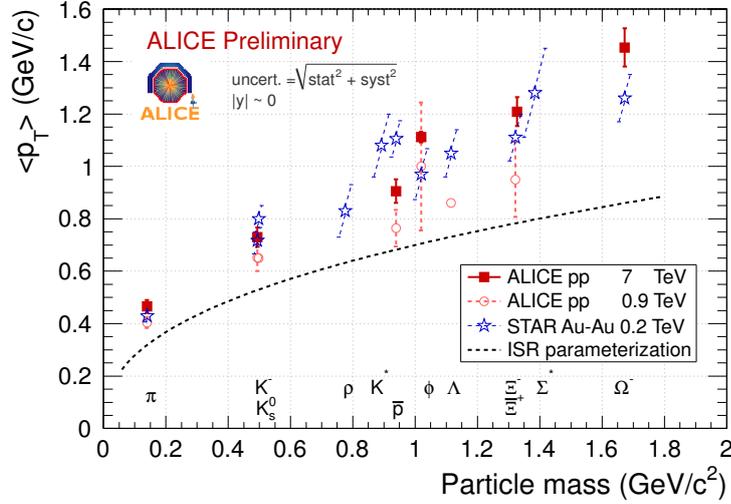


FIGURE VI.7 – Valeurs moyennes en p_T des particules identifiées dans les collisions Au–Au les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [STA07a] et dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [MftAC12].

VI.C-1 Rapport anti-particule sur particule : $\bar{\Xi}^+/\Xi^-$ et $\bar{\Omega}^+/\Omega^- = f(p_t)$

La figure V.12 page 156 montre les rapports $\bar{\Xi}^+/\Xi^- = f(p_T)$ et $\bar{\Omega}^+/\Omega^- = f(p_T)$. Après corrections “Geant3/Fluka” (cadre inférieur droit), on peut remarquer que les deux rapports sont compatibles avec l’unité quasiment sur toute la gamme mesurée en p_T . Cela indique une production équivalente de particules et d’anti-particules, conformément à ce que l’on pouvait attendre aux énergies du LHC. Les collisions pp du RHIC à 200 GeV présentent en effet des rapports approchant déjà l’unité.

Une étude plus détaillée sur les rapports anti-baryons/ baryons est en cours au sein de la collaboration ALICE [BftAc11b].

VI.C-2 Rapport entre baryons multi-étranges : $\Omega/\Xi = f(p_t)$ ou $f(m_T - m_0)$

VI.C-2.i Rapport fonction de p_t

La composition des baryons Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} ne diffère que par la nature d’un quark de valence : quark d pour le Ξ^- , quark s pour le Ω^- . On peut s’intéresser aux différences que cela implique au niveau de la production de ces deux baryons. Pour cela, on forme le rapport bin à bin $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ en fonction de l’impulsion transverse⁶. Le résultat de cette mise en relation est montré par la figure VI.8. On observe un rapport qui est faible à bas p_T (≈ 0.08) et croît jusqu’à 0.17 aux p_T intermédiaires de 3-4 GeV/c. Pour ce qui

concerne la partie de plus haut p_T , on peut émettre deux hypothèses : soit le rapport sature, soit, comme le suggère le rapport des ajustements appliqués à chacun des spectres, le rapport chute à nouveau.

On peut constater que PYTHIA Perugia 2011 ne reproduit pas ce comportement des données. Il semble que ce rapport puisse fournir des contraintes assez fortes au modèle mais sera probablement quelque chose de délicat à reproduire [Mc⁺0].

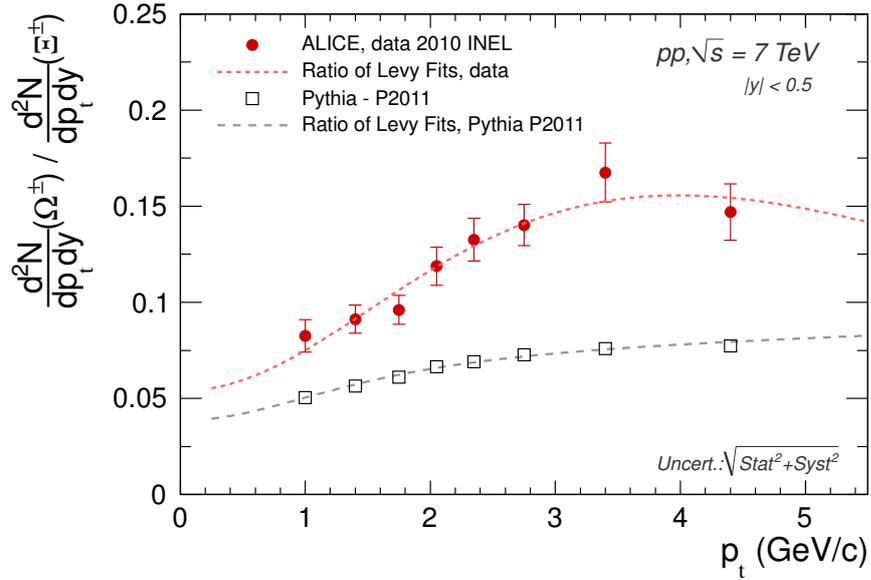


FIGURE VI.8 – Rapport $(\Omega^- + \Omega^+)/(\Xi^- + \Xi^+) = f(p_T)$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mesuré par l'expérience ALICE [DCftAc11, MftAC12].

VI.C-2.ii Rapport fonction de $m_T - m_0$

L'analyse des $\bar{\Omega}^{\pm}$ relativement aux $\bar{\Xi}^{\pm}$ peut être poussée un peu plus loin, en cherchant à éliminer la dépendance en masse de la comparaison entre ces deux particules : la masse des $\bar{\Omega}^{\pm}$ est près de 27 % plus élevée que celle des $\bar{\Xi}^{\pm}$. Pour cela, un rapport fonction de $m_T - m_0$ plutôt que p_T est construit (voir Eq. IV.18). La procédure est mis en place comme suit.

A. Construction de spectres en “ $1/p_t$ ”. $d^2N/dp_T dy$: les spectres des $\bar{\Xi}^+$ et $\bar{\Xi}^-$ sont additionnés, ainsi que les spectres $\bar{\Omega}^+$ et $\bar{\Omega}^-$. À partir des spectres combinés résultants $1/N_{\text{evt}} d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ et des fonctions ajustées de Tsallis, on peut construire les spectres $1/N_{\text{evt}} \cdot 1/p_T \cdot d^2N/dp_T dy = f(p_T)$;

6. Cela demande l'extraction de deux nouveaux spectres pour les $\bar{\Xi}^-$ et $\bar{\Xi}^+$, en prenant cette fois un *binning* identique à celui des $\bar{\Omega}^{\pm}$, espèce la moins abondante.

conformément aux recommandations de [LW95], la valeur du terme $1/p_T$ est évaluée pour chaque bin de p_T via les fonctions de Tsallis. Cela est permis en raison de l'excellente description par cette fonction des spectres mesurés.

B. Passage aux spectres en $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$: étant donné que les quantités $m_T dm_T$ et $p_T dp_T$ sont équivalentes, les quantités $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$ et $1/p_T \cdot d^2N/dp_T dy$ le sont également. L'ordonnée des spectres est obtenue ; ne reste alors plus qu'à transformer les abscisses p_T en $(m_T - m_0)$ pour chacune des espèces de cascade.

C. Rapport des spectres $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$: partant d'un binning identique en p_T , la différence de masse entre $m(\Xi^-)$ et $m(\Omega^-)$ conduit à un binning différent en $m_T - m_0$. Pour cette raison, trois rapports sont établis par mesure de précaution :

1. le rapport entre le spectre discret $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$ des $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$ à la fonction de Tsallis ajustée au spectre $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$ des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$,
2. la fonction de Tsallis ajustée au spectre $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$ des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ au spectre discret $1/m_T \cdot d^2N/dm_T dy$ des $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$,
3. le rapport des deux ajustements.

Le résultat est montré sur la figure VI.9. On observe que les trois rapports donnent un faisceau cohérent d'informations : comme c'est le cas pour la dépendance en p_T , le rapport entre les baryons augmente avec $m_T - m_0$. Un changement de pente peut être remarqué au-delà de $\sim 1.5 \text{ GeV}/c^2$ (ce qui correspond environ à un p_T de $3 \text{ GeV}/c$ pour chaque type de baryon), débouchant sur un tassement de la courbe aux alentours de la valeur ~ 0.11 . Cela va dans le sens d'une possible saturation de la production de quark s , sans pour autant atteindre une parité avec les quarks plus légers (incarnés ici par le quark d) : le rapport prend sa valeur maximum loin de l'unité.

Les prédictions de PYTHIA Perugia 2011 restent sur ce point également en-deçà de la réalité des mesures.

VI.C-2.iii Rapport entre baryons d'étrangeté croissante

L'interprétation de ces rapports entre baryons multi-étranges devrait être enrichie à terme par la mesure d'autres rapports, entre baryons d'étrangeté croissante notamment :

1. $\Lambda/p = f(p_T)$ ou $f(m_T - m_0)$,
2. $\Xi/\Lambda = f(p_T)$ ou $f(m_T - m_0)$,
3. $\Omega/\Xi = f(p_T)$ ou $f(m_T - m_0)$.

Notons que l'on peut d'ores et déjà trouver le rapport $\Xi/\Lambda = f(p_T)$ aux rapidités centrales pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ dans l'article [CMS11b] (cf. figure 8).

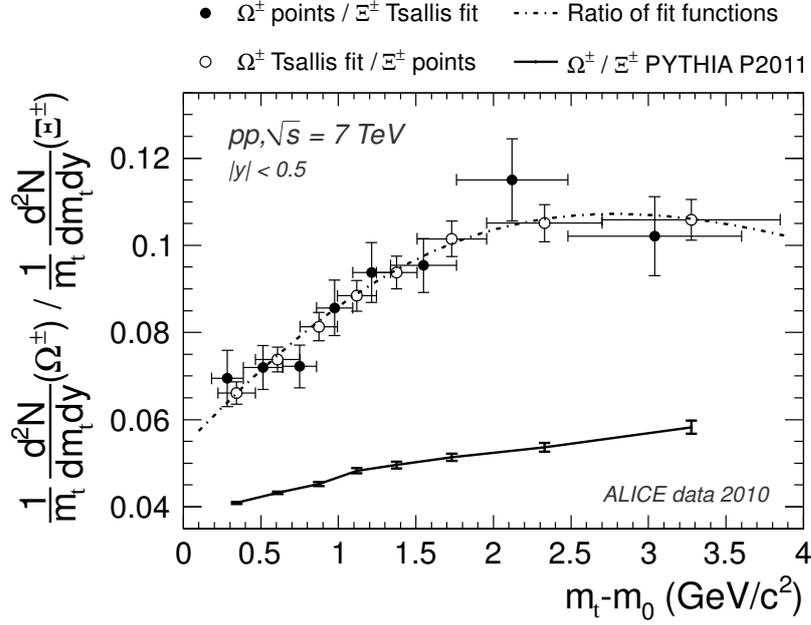


FIGURE VI.9 – Rapport $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\Xi^- + \bar{\Xi}^+) = f(m_T - m_0)$ pour les collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mesuré par l’expérience ALICE [DC11]. Les trois options envisagées pour ce rapport sont présentées : le rapport des données Ω à l’ajustement des Ξ , de l’ajustement des Ω aux données Ξ et le rapport des deux ajustements. Ces rapports sont comparés aux prédictions du modèle MC PYTHIA Perugia 2011.

VI.C-3 Baryon/Méson “étranges” : Ξ/ϕ et $\Omega/\phi = f(p_t)$

VI.C-3.i Contexte : rapport baryon/méson

En plus des rapports entre les baryons $\bar{\Omega}^\pm$ et $\bar{\Xi}^\pm$, on peut établir le rapport de production entre ces baryons et le méson ϕ . Cette étude s’insère dans le contexte des analyses reliées au rapport *baryon sur méson*, du type p/π^+ ou encore $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$. L’étude en pp est pour partie motivée par la physique des collisions d’ions lourds : il est en effet observé au RHIC comme au LHC que ces rapports ont une amplitude significativement différente dans les systèmes pp et A–A. La figure VI.10 illustre cet aspect et montre les résultats obtenus par la collaboration ALICE pour les rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0 = f(p_T)$ dans les deux systèmes [BftAc11a].

Le cas spécifique des rapports Ω/ϕ fait l’objet d’une certaine attention sur le plan théorique. Le rapport Ω/ϕ peut en effet fournir des indications sur les problématiques liées :

- aux mécanismes de formation des baryons à partir des collisions A–A, avec par exemple le modèle de coalescence de quarks de R. Hwa (cf.

Fig. 35, p.47 de [BM11]),

- à la nature des jonctions baryoniques (cf. Fig. 56, p.65 de [A⁺07]).

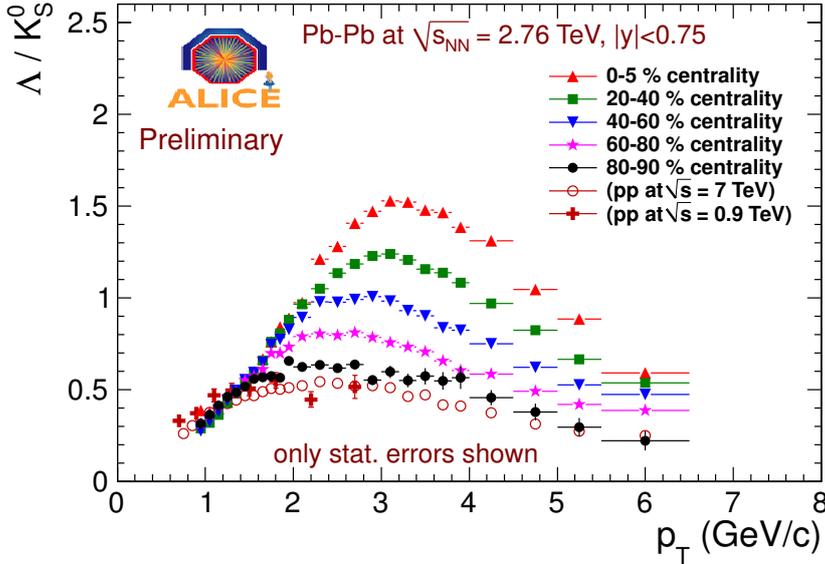


FIGURE VI.10 – Rapport Λ/K_S^0 en fonction de p_T et de la centralité, pour les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [BftAc11a]. Les résultats obtenus dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 0.9$ [AL11b] et 7 TeV sont montrés pour comparaison.

VI.C-3.ii Résultats $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/\phi$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/\phi = f(p_T)$

Le tableau VI.4 donne les caractéristiques du spectre de $\phi(1020)$ mesuré par ALICE dans les collisions pp inélastiques à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ces valeurs sont comparées aux valeurs citées pour les cascades dans le tableau V.7.

La figure VI.11 permet de visualiser simultanément les tendances respectives des spectres corrigés *Minimum Bias* pour les Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- , $\bar{\Omega}^+$ et $\phi(1020)$; seul les ajustements de Tsallis sont représentés.

Afin d'établir les rapports $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/\phi$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/\phi = f(p_T)$, ce sont en effet les fonctions de Tsallis ajustées qui ont été utilisées. En toute rigueur, il serait préférable de mettre en place ce genre de comparaisons à partir de rapports bin à bin, mais cela demanderait l'extraction de deux nouveaux spectres de $\phi(1020)$, avec un binning adapté tantôt à celui des spectres de Ξ^\pm , tantôt à celui des spectres de $\bar{\Omega}^\pm$. Dans la mesure où les ajustements sont de bonne qualité, le rapport des fonctions de Tsallis donne cependant une idée fiable.

<i>(Tsallis param.)</i>	$\phi(1020)$
p_T range (GeV/c)	[0.4 - 5.0]
$ y $	< 0.5
$1/N_{\text{evt}}(\text{INEL}).dN/dy (\times 10^{-3})$	33.4 ± 0.8
T_t (GeV)	0.286 ± 0.014
n	7.0 ± 0.6
$\leftrightarrow \langle p_T \rangle$ (GeV/c)	1.11 ± 0.02
Extrapolation at low p_T	$\approx 15 \%$

TABLE VI.4 – Caractéristiques du spectre de $1/N_{\text{evt}}d^2N/dp_T dy(\phi) = f(p_T)$, mesuré dans les collisions inélastiques pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV [PftAc11b]. Le tableau inclut les paramètres de l’ajustement du spectre par une fonction de Tsallis.

La figure VI.12 montre les rapports $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/2\phi$ et $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/2\phi$ en fonction de p_T . Pour référence, ces rapports sont superposés aux rapports $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ et $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$.

On relève au passage l’avantage des espèces identifiées par reconstruction de masse invariante (K_S^0 , ϕ , Ξ , Ω) sur les espèces identifiées à l’aide des informations PID des détecteurs (p , π^+) : la plage de p_T accessible à la mesure est beaucoup plus grande, permettant d’obtenir ainsi une vision plus globale des rapports entre particules.

Les rapports $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/\phi$, $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/\phi$ et $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ suivent tous trois une même tendance : un rapport qui augmente à partir des bas p_T , jusqu’à atteindre un maximum aux p_T intermédiaires de 2-3 GeV/c, avant de décroître aux plus hautes impulsions.

Le fait que les rapports diminuent à haut p_T peut probablement se comprendre : les phénomènes les plus durs, dominants à haut p_T , produisent des mésons avec plus de facilité, par comparaison aux baryons. En revanche, l’interprétation de la structure systématiquement présente aux p_T plus faibles ($p_T \in [0; 3]$ GeV/c) est plus délicate. Ces mêmes rapports pris en fonction de $(m_T - m_0)$ pourraient certainement fournir des indications complémentaires.

7. Par comparaison aux baryons multi-étranges, les mésons ϕ sont produits dans les collisions pp avec une plus grande abondance. C’est donc au niveau des mésons que l’on dispose du maximum de latitude pour le binning des spectres corrigés.

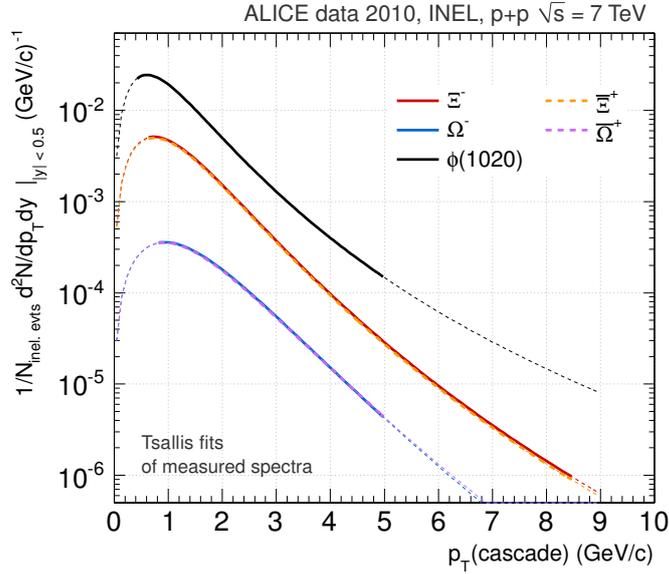


FIGURE VI.11 – Représentation des fonctions de Tsallis issues de l’ajustement des spectres de Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- , Ω^+ et ϕ [PftAc11b].

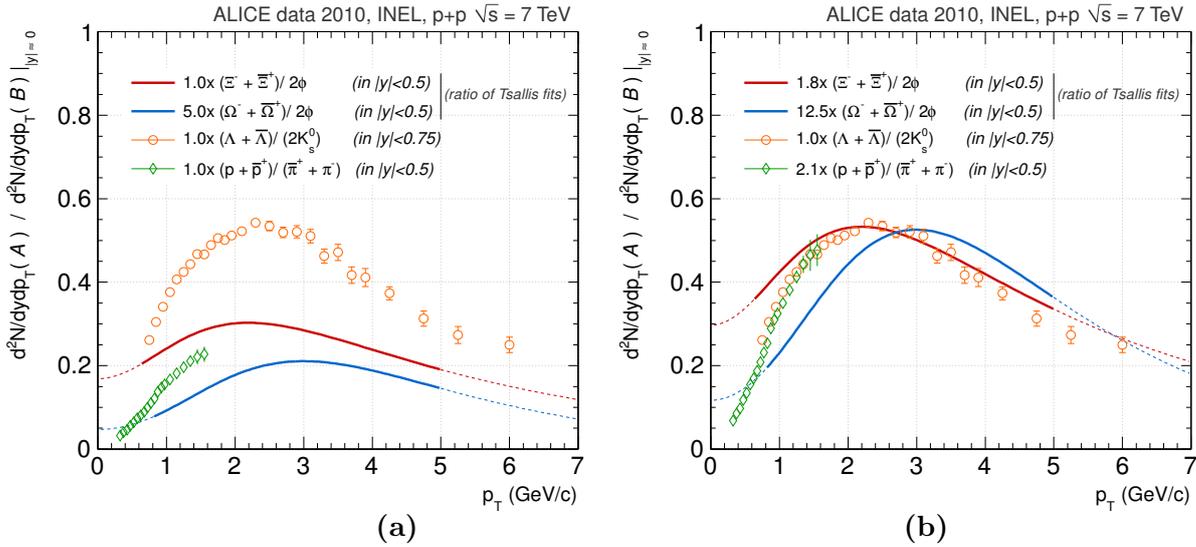


FIGURE VI.12 – Rapports “baryon/méson” pour différentes espèces, mesurées aux rapidités centrales par l’expérience ALICE dans les collisions pp à 7 TeV. **(a)** Les rapports sont montrés avec leur normalisation naturelle, à l’exception de $(\Omega^- + \Omega^+)/\phi$. **(b)** Ces mêmes rapports sont mis à l’échelle du rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$. Les lignes en pointillés marquent les parties extrapolées des courbes, i.e. les plages de p_T pour lesquelles il n’existe pas de points de mesure pour les baryons multi-étranges et/ou le méson ϕ . Le spectre de ϕ est tiré de [PftAc11b]; le rapport $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$, de [CftAc11]; et le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2.K_S^0$, de [BftAc11a].

VI.D Résultats des corrélations angulaires

Dans le prolongement de la section V.E, les figures VI.13, VI.14 et VI.15 ainsi que VI.16, VI.17 et VI.18 présentent quelques résultats des études de corrélations azimutales.

Le premier groupe de figures montre le cas où les corrélations sont établies dès lors qu'un Ξ^- ou Ξ^+ d'un certain p_T est repéré dans l'événement (Ξ^\pm - h^\pm); le second groupe montre l'option corollaire : la corrélation azimutale est cherchée à partir de la particule de plus haut p_T de l'événement (h^\pm - Ξ^\pm). Dans les deux cas, les graphiques exposent à la fois les corrélations issues des données réelles et celles issues des données *reconstruites* d'une simulation PYTHIA Perugia 0 (cf. Par. V.A-4). Les figures sont classées par ordre d'impulsion croissante pour chacun des deux groupes.

Il faut signaler que ces résultats ne disposent pas encore d'études systématiques complètes et approfondies, leur interprétation doit donc être faite avec prudence. On se bornera à en tirer des leçons essentiellement qualitatives.

L'observation de ces figures conduit globalement à une même conclusion : les corrélations augmentent graduellement avec l'augmentation de l'impulsion. En effet, on peut observer, au fur et à mesure que $p_T(\text{trigger})$ et $p_T(\text{asso})$ sont relevés, que :

- le poids du piédestal diminue,
- les pics de corrélation présents à 0° et 180° prennent un poids croissant par rapport au piédestal; cela est particulièrement visible pour le pic proche de la particule trigger, à 0° ⁸

Par exemple, dans le cas des corrélations (Ξ^\pm - h^\pm) tirées des données réelles (Fig. VI.13, VI.14 et VI.15), le rapport h_{NS}/h_P passe ici de 0,4 à 2,5 alors que le rapport h_{AS}/h_P évolue peu, de 0.6 à 0.8⁹.)

Cela donne des indications sur les mécanismes de production des cascades : selon toute évidence, les processus durs prennent un rôle de plus en plus prépondérants avec l'augmentation de p_T , suggérant que les baryons multi-étranges de haute impulsion sont émis dans des (di-)jets.

Cette affirmation semble valide au regard des données réelles mais également des données reconstruites issues de la simulation Perugia 0. Pour un couple [$p_T(\text{trigger})$, $p_T(\text{asso})$] donné, le modèle MC a d'ailleurs tendance à surévaluer la corrélation par rapport aux données réelles : les pics sont plus prononcés et/ou le piédestal est plus faible dans la simulation. Cela est constaté de manière systématique sur toutes les figures. Ces résultats sont potentiellement à rapprocher des résultats obtenus par la collaboration

8. Le fait que le pic proche de 0° augmente de manière plus flagrante est un aspect qui était anticipé [Mor06].

9. Les notations h_{NS} , h_{AS} et h_P sont celles de la figure V.19.

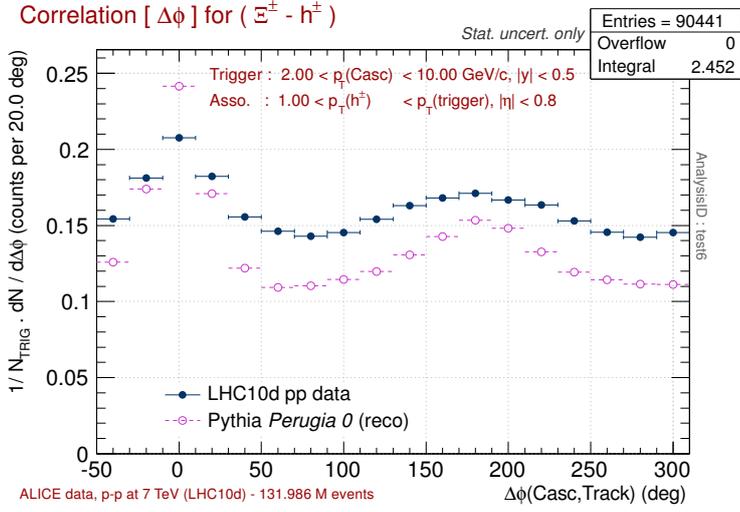


FIGURE VI.13 –
 Corrélations azimu-
 tales pour :
 – $p_T(\text{trigger } \Xi) > 2 \text{ GeV}/c$,
 – $p_T(\text{asso } h^\pm) > 1 \text{ GeV}/c$.

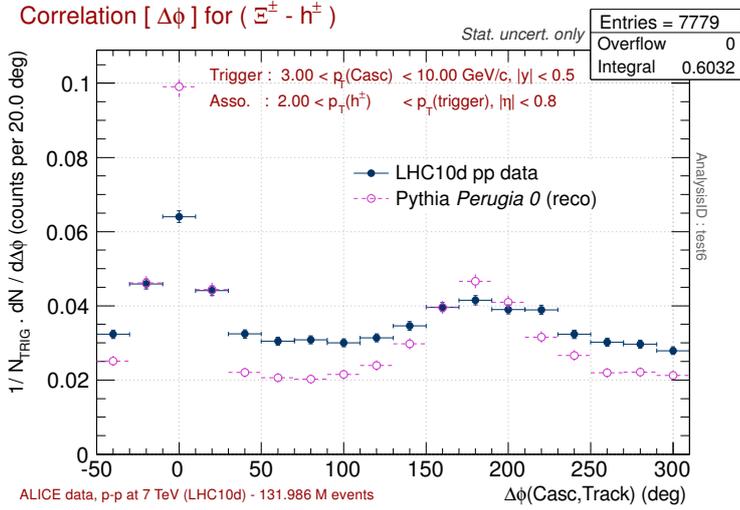


FIGURE VI.14 –
 Corrélations azimu-
 tales pour :
 – $p_T(\text{trigger } \Xi) > 3 \text{ GeV}/c$,
 – $p_T(\text{asso } h^\pm) > 2 \text{ GeV}/c$.

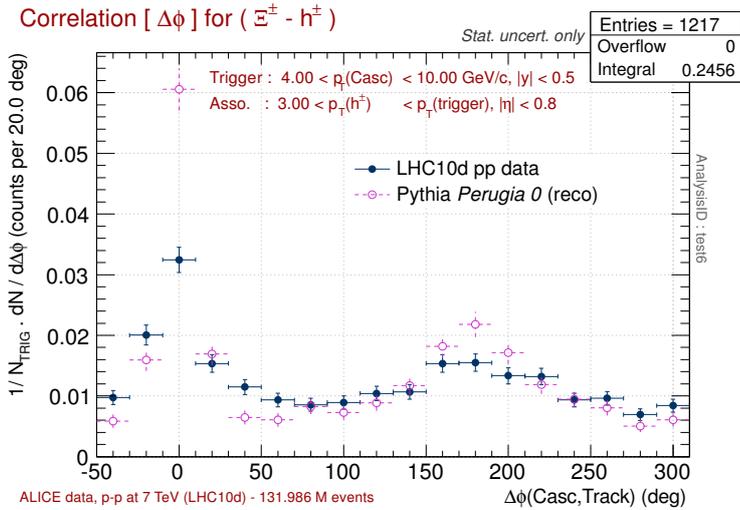


FIGURE VI.15 –
 Corrélations azimu-
 tales pour :
 – $p_T(\text{trigger } \Xi) > 4 \text{ GeV}/c$,
 – $p_T(\text{asso } h^\pm) > 3 \text{ GeV}/c$.

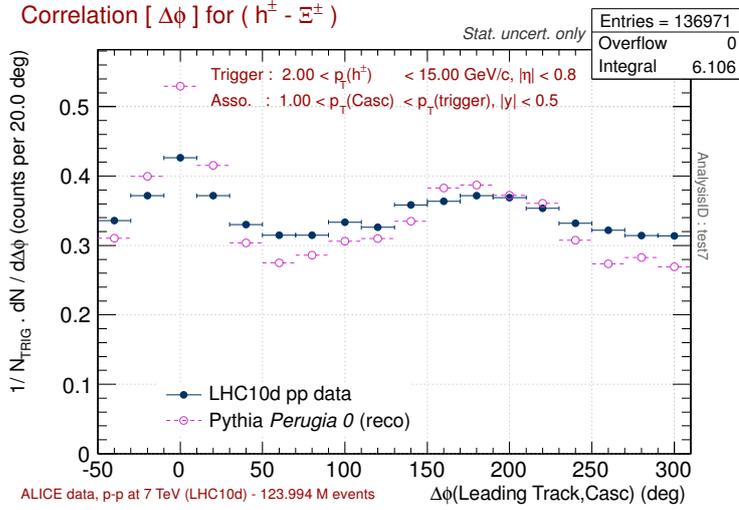


FIGURE VI.16 –
Corrélations azimuta-
tales pour :
– $p_T(\text{trigger } h^\pm) > 2$ GeV/c,
– $p_T(\text{asso } \Xi) > 1$ GeV/c.

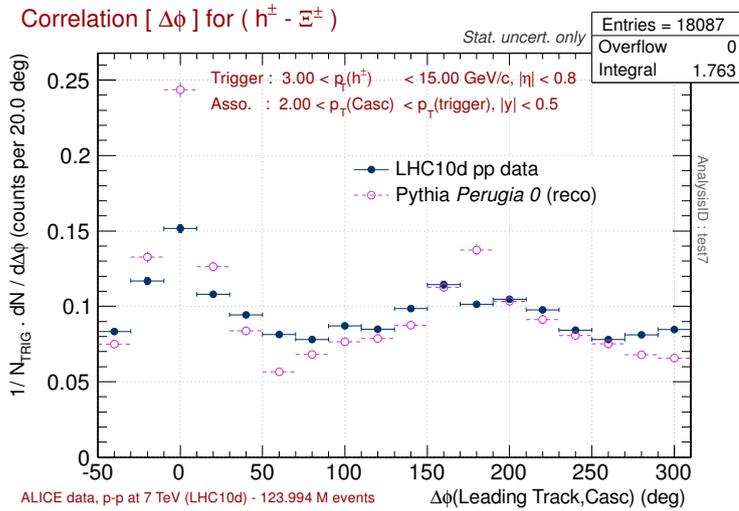


FIGURE VI.17 –
Corrélations azimuta-
tales pour :
– $p_T(\text{trigger } h^\pm) > 3$ GeV/c,
– $p_T(\text{asso } \Xi) > 2$ GeV/c.

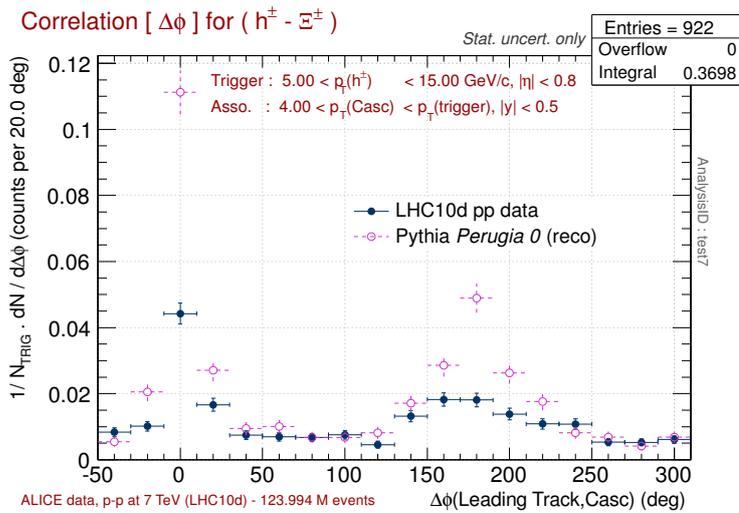


FIGURE VI.18 –
Corrélations azimuta-
tales pour :
– $p_T(\text{trigger } h^\pm) > 5$ GeV/c,
– $p_T(\text{asso } \Xi) > 4$ GeV/c.

ATLAS pour les corrélations azimutales à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mises en place à partir de traces non identifiées (Fig. 8, [ATL11b]).

VI.E Critiques et perspectives relatives aux analyses des baryons multi-étranges

VI.E-1 Points d'amélioration des analyses effectuées

Il existe un certains nombres de points d'amélioration technique que l'on peut envisager pour les analyses des cascades qui ont été exposées. On peut songer à :

l'extension des spectres : on peut chercher à augmenter la plage mesurée des spectres cascades, vers les bas p_T (via les traces reconstruites par le seul ITS, accompagnée de l'information PID de l'ITS) et vers les plus haut p_T (augmenter la statistique analysée d'un facteur 10-20, soit une statistique supérieure à 10^9 événements), les deux approches seront certainement des travaux ardues à mettre en œuvre ;

MC avec Geant4 : Geant3 n'étant plus maintenu, il faudra sans doute envisager à terme de passer à Geant4 [Geab] pour le transport de particules dans les simulations ; les sections efficaces \bar{p} y sont normalement corrigées depuis [ALI10f] ; un effort de collaboration a déjà démarré dans ce sens.

sélections topologiques en nombre de σ : jusqu'à présent, les sélections en DCA sont pour la plupart appliquées en distances absolues ; à terme, il faudra sans doute envisager des coupures en nombre de σ_{DCA} , i.e. fonction de la résolution, au cas par cas, entre une trace et le vertex primaire, une trace et une droite, deux traces... Cela constitue une analyse à part entière et ne peut être fait rapidement, mais c'est *a priori* un point qui pourrait perfectionner la reconstruction des cascades, dans les collisions A-A notamment.

spectres en m_T : l'analyse est faite indirectement via les spectres en p_T pour les collisions pp à 7 TeV (voir Fig. VI.9 et [DC11]). Sans doute, cette analyse demandera à être faite de manière directe dans les collisions A-A, i.e. signaux, efficacités, spectres extrait directement en fonction de m_T et non pas p_T .

corrélations azimutales : il manque à cette analyse une étude systématique complétée (corrections en acceptance, étude de l'indétermination de la particule directrice, comparaison aux corrélations ($\bar{\Xi}^{\pm}-h^{\pm}$) et ($h^{\pm}-\bar{\Xi}^{\pm}$) au niveau de la vérité MC, ...)

VI.E-2 État des lieux sur les analyses liées aux baryons multi-étranges

Le tableau VI.5 est une tentative de tour d’horizon concernant les analyses que l’on peut envisager en lien avec les cascades, Ξ^{\pm} ou Ω^{\pm} .

Groupe 1 : avec l’extraction des spectres dans les données *Minimum Bias*, le premier groupe constitue une première donnée ; notons au passage la valeur de référence des spectres en pp à $\sqrt{s} = 2.76$ TeV : il est nécessaire d’extraire ces derniers pour pouvoir mener une étude comparative entre les spectres en pp et Pb–Pb ($R_{AA} = f(p_T)$) mais aussi pour pouvoir aborder la problématique du renforcement d’étrangeté dans les collisions Pb–Pb au LHC.

Groupe 2 : les spectres sont extraits par classes d’événements, en fonction de la centralité dans les collisions A–A ([DCftAc11, NftAc12]) ou en fonction de la multiplicité dans les collisions pp. De la sorte, on entre précisément dans les études liées au renforcement (cf. Eq. I.11).

Groupe 3 : le troisième groupe amorce les études relatives aux mécanismes de production en fonction de l’impulsion : par le biais des corrélations azimutales, mises en place à différents p_T , on peut quantifier le poids des mécanismes *soft* (diffusion multiple de partons, coalescence, ...) et *hard* (fragmentation).

Groupe 4 : le quatrième groupe porte sur l’hadrochimie des jets et de l’UE, soit sur l’étude de l’émission des cascades suivant les différentes régions caractéristiques de l’événement.

Groupe 5 : on peut envisager un dernier groupe d’analyses, typique des collisions A–A, avec les analyses de flot elliptique ; il s’agit de voir comment les quarks s se comportent face au comportement hydrodynamique du système créé.

VI.E. CRITIQUES ET PERSPECTIVES DES ANALYSES LIÉES AUX Ξ , Ω 203

	$\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	$\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$
Analyse	pp			Pb-Pb
1. Spectres <i>Min. Bias</i> $d^2N/dp_T dy$				
$\Xi^-, \bar{\Xi}^+$ ou $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$	✓	ToDo	✓	↗
$\Omega^-, \bar{\Omega}^+$ ou $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$	✗	✗	✓	↗
2. Spectres $d^2N/dp_T dy = f(\text{multiplicité ou centralité})$				
$\Xi^-, \bar{\Xi}^+$ ou $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$	✗	✗	↗	↗
$\Omega^-, \bar{\Omega}^+$ ou $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$	✗	✗	ToDo	↗
3. Corrélations azimutales ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ pour démarrer)				
avec particules directrices	✗	ToDo	↗	ToDo
avec reconstruction de jets	✗	ToDo	ToDo	ToDo
dans les évts. de haute multiplicité	✗	✗	ToDo	–
4. Identification dans les jets et <i>Underlying Event</i> ($\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ pour démarrer)				
spectres extraits dans les jets	✗	ToDo	ToDo	ToDo
spectres extraits dans l' <i>UE</i>	✗	ToDo	ToDo	–
5. Flot elliptique v_2				
$\Xi^-, \bar{\Xi}^+$ ou $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$	–	–	–	↗
$\Omega^-, \bar{\Omega}^+$ ou $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)$	–	–	–	ToDo

TABLE VI.5 – Inventaire des analyses liées aux baryons multi-étranges dans les divers systèmes et énergies de collision accessibles au LHC. Les différentes possibilités sont indiquées par des symboles : analyse déjà faite (✓), en cours au sein de la collaboration ALICE (↗), à faire ou, tout du moins, à tester (ToDo) ou *a priori* impossible (✗), le plus souvent, en raison de la quantité de données trop faible en regard de ce que demanderait l'analyse.

Conclusion

(Version 1.3)

Nous arrivons ici au terme du manuscrit. L'occasion nous est donnée de jeter un dernier regard sur les analyses accomplies au cours de ces trois années de doctorat. Il faut alors certainement remonter aussi loin que décembre 2009 : la première prise de données vient de se terminer, un premier signal de cascade est repéré. La figure VII.1 marque ce moment. Elle constitue le point de départ des études des baryons multi-étranges pour la collaboration ALICE et, par là même, pour la thèse.

Ce travail de thèse couvre en effet les premières mesures de l'expérience ALICE relatives aux baryons multi-étranges chargés : Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- et Ω^+ .

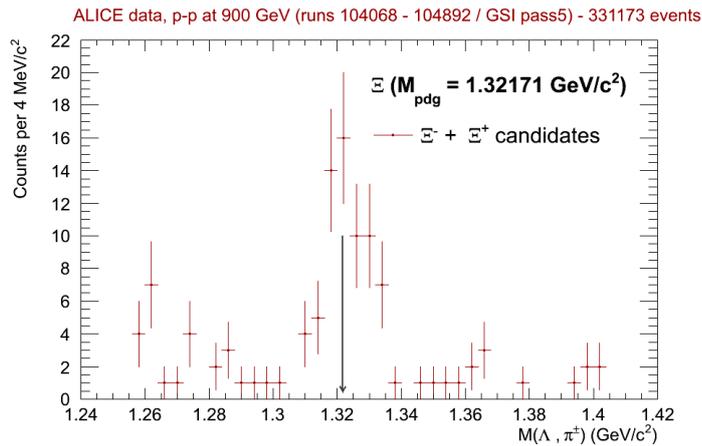


FIGURE VII.1 – Le premier signal de ($\Xi^- + \Xi^+$) de la collaboration ALICE, vu dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$, à l'issue de la prise de données 2009. [Sch09].

Aspects majeurs des analyses à 900 GeV et 7 TeV

Un algorithme de reconstruction des cascades est disponible au sein de la collaboration ALICE depuis 2001. Il a été amélioré au fil des années sur la base de simulations. La thèse a débuté sur cette donne de départ.

En décembre 2009, l'identification des baryons multi-étranges aborde une nouvelle étape de son développement et est pour la première fois confrontée aux données réelles. Certes, la quantité de données disponible est alors faible ($\approx 250 \times 10^3$ événements) mais avec des motivations physiques simples ("extraire un spectre en p_T de $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$ "), l'analyse des événements pp à 900 GeV est l'occasion de mettre en place tout un déroulement logique de l'analyse et d'aborder la question clé des études systématiques.

Avec l'arrivée en 2010 des données pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV ($> 3 \times 10^8$ événements sur cette année), l'effort déployé sur les premières données peut être réinvesti pour une deuxième phase d'analyse. À ce stade, l'abondance des données ouvre en effet de nouvelles perspectives d'études physiques, comme la possibilité d'examiner séparément les baryons Ξ^- par rapport aux $\bar{\Xi}^+$, mais aussi l'opportunité d'étudier désormais les baryons triplement étranges, Ω^- et $\bar{\Omega}^+$. Il est alors permis d'envisager toute une panoplie d'études différentielles, allant de l'extraction des spectres aux corrélations azimutales, en passant par des travaux sur la dépendance de la production en fonction de la multiplicité des événements.

- pp -	$1/N_{\text{evt}}(\text{INEL}).dN/dy (\times 10^{-3})$	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)
$\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$		
$(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)$	$10.1 \pm 2.0 \pm 0.9$	$0.95 \pm 0.14 \pm 0.03$
$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$		
Ξ^-	$7.9 \pm 0.1 \pm 0.8$	$1.21 \pm 0.01 \pm 0.05$
$\bar{\Xi}^+$	$7.7 \pm 0.1 \pm 0.8$	$1.21 \pm 0.01 \pm 0.05$
Ω^-	$0.67 \pm 0.04 \pm 0.07$	$1.45 \pm 0.04 \pm 0.07$
$\bar{\Omega}^+$	$0.66 \pm 0.04 \pm 0.07$	$1.45 \pm 0.04 \pm 0.07$

TABLE VII.1 – Tableau synoptique des taux de production et p_T moyens pour les cascades, mesurés dans les collisions inélastiques pp, *Minimum Bias*, à $\sqrt{s} = 900$ GeV et $\sqrt{s} = 7$ TeV. Les résultats sont obtenus aux rapidités centrales : $|y(\Xi)| < 0,8$ à $\sqrt{s} = 900$ GeV, $|y(\text{casc.})| < 0,5$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Extraction des spectres $1/N_{\text{evt}}d^2N/dp_t dy = f(p_t)$

Sans nul doute possible, les mesures des taux de production et p_T moyens des Ξ et Ω constituent les résultats essentiels de ce travail de thèse. Ces deux quantités sont obtenues à l'aide de fonctions Tsallis, ajustées aux spectres $d^2N/dp_T dy = f(p_T)$ mesurés aux rapidités centrales pour les différentes espèces.

Ces résultats, résumés par le tableau VII.1, définissent les toutes premières mesures ALICE, voire LHC¹⁰, relatives aux baryons multi-étranges. Les résultats obtenus à l'énergie de 900 GeV font partie d'une publication ALICE [ALI11b]; les résultats à $\sqrt{s} = 7$ TeV sont portés au niveau de résultats préliminaires ALICE [DCftAc11, MftAC12] et font l'objet d'un second article, dédié exclusivement à ces mesures de baryons multi-étranges. Dans les deux cas, les études systématiques sont finalisées et les résultats, établis.

En présentant une mesure de taux de production à 900 GeV et 7 TeV, ce sont en fait deux points supplémentaires qui sont ajoutés à la fonction d'excitation des Ξ^{\pm} dans les collisions pp; avec la mesure déterminée à 7 TeV, un point est ajouté à la fonction d'excitation des Ω^{\pm} . Ces valeurs établissent des références indispensables pour l'étude du *renforcement d'étrangeté* dans les collisions A–A aux énergies du LHC.

Au-delà des simples références pour les collisions A–A...

Cependant, le travail de thèse sur le thème des baryons multi-étranges n'est pas limité à l'établissement de mesures de référence pour les données A–A. Ces mêmes mesures participent en fait à une étude globale, qui est un examen à part entière des collisions pp elles-mêmes.

La figure VII.2 tente de donner une vision d'ensemble de cette étude, en présentant les motivations physiques qui l'accompagnent mais aussi en montrant la logique poursuivie dans ces travaux de recherche. L'objectif est d'étudier la production des hyperons dans les collisions proton-proton aux énergies du LHC et d'aborder la problématique des mécanismes de formation de ces baryons, notamment la transition entre les mécanismes *soft* et durs à différents régimes de p_T .

L'introduction du manuscrit soulevait une question essentielle sur les spécificités des collisions pp. On s'interrogeait alors sur la validité des collisions pp comme système de référence pour l'étude du QGP. Ce qui est recherché est la présence éventuelle, dans les collisions pp, de phénomènes collectifs typiques de la physique des ions lourds. C'est en partie cette optique qui est abordée ici dans l'étude qui nous intéresse. Ce projet de moyen et long terme peut être divisé en quatre grandes composantes :

10. pour les Ω^- et $\bar{\Omega}^+$, notamment...

1.) les taux de production par événement des Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} , taux de production intégrés ou fonction de l'impulsion ;

2.a) la production en fonction de la multiplicité : les spectres de cascades extraits dans les événements de plus haute multiplicité présentent-ils des caractéristiques différentes des spectres *Minimum Bias* ? (spectres avec plus d'hypérons directement produits à haut p_T ? ou émis avec un flot radial accru ?)

2.b) les mécanismes physiques en jeu dans la formation des baryons étranges : relativement aux phénomènes *soft*, quel est le poids des mécanismes de diffusion dure aux p_T intermédiaires ? à haut p_T ?

3.) la nature et le poids des mécanismes de production en fonction de la multiplicité.

L'analyse doit en chaque point être étoffée par une comparaison aux prédictions de différents modèles Monte Carlo (PYTHIA, HERWIG, SHERPA, PHOJET, EPOS, ...). Dans ces comparaisons repose en effet une partie importante de notre compréhension physique.

Comme nous avons pu le voir, les analyses effectuées pour ce travail de thèse ont permis de jeter les bases de cette étude générale (1.) avec la détermination des taux de production à $\sqrt{s} = 900$ GeV mais surtout à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Avec ces mesures, les fonctions d'excitation évoquées précédemment couvrent désormais une très vaste gamme d'énergie : quasiment trois ordres de grandeur, allant des collisions hadroniques du SPS ($\sqrt{s} \approx 10-20$ GeV) jusqu'aux présentes données LHC. Ces contraintes expérimentales sont importantes pour les modélisations statistiques de production de particules mais aussi pour les modèles phénoménologiques, du type d'EPOS ou PYTHIA, qui ont pour objectif d'incorporer à la fois les aspects perturbatifs et non perturbatifs de la QCD. Sur ce dernier point, des comparaisons à différents *tunes* de PYTHIA indiquent une claire sous-estimation de la production des baryons Ξ et Ω . Ceci peut être constaté même pour le *tune* de PYTHIA qui fournit aujourd'hui la production la plus abondante (Perugia 2011). Ces baryons très massifs sont en effet délicats à reproduire simplement dans les modèles ; contrairement à des observables plus globales, ce type de mesures pousse les générateurs Monte Carlo vers leurs limites actuelles.

Les mesures des Ξ et Ω ouvrent également la possibilité de comparaisons *entre particules* :

- l'impulsion transverse moyenne des particules identifiées (π^{\pm} , K^{\pm} , p , $\phi(1020)$, Ξ^{\pm} , Ω^{\pm} , ...) varie très nettement dans les collisions pp allant de $\sqrt{s} = 0.2$ à 7 TeV, cela est particulièrement visible pour les baryons les plus massifs, les Ξ^{\pm} et Ω^{\pm} .
- dans ce manuscrit, une comparaison entre Ξ^+ et Ξ^- est faite, indi-

quant un rapport “anti-particule/particule” compatible avec l’unité sur toute la gamme mesurée en p_T . Une même conclusion est tirée pour le rapport $\bar{\Omega}^+/\Omega^-$.

- Le rapport entre baryons d’étrangeté croissante Ω/Ξ est également présenté, en fonction de p_T et de $(m_T - m_0)$. Une augmentation avec p_T , comme avec $(m_T - m_0)$, est constatée. Ces rapports semblent toutefois saturer aux plus hautes valeurs de p_T et de $(m_T - m_0)$ mesurées.
- les rapports Ξ/ϕ et Ω/ϕ sont également mis en place ; ils suivent la tendance typique des rapports “baryons sur mésons”, à savoir un rapport faible aux basses impulsions, qui augmente ensuite jusqu’à un maximum atteint aux p_T intermédiaires (2-3 GeV/c), avant de diminuer à haut p_T .

Ces différents éléments, taux de production et comparaisons, constituent la première étape dans l’étude globale.

Les études liées aux corrélations angulaires **(2.a)** et à l’extraction des spectres dépendant de la multiplicité **(2.b)** ont commencé à être couvertes.

Les premiers résultats liés aux corrélations sont présentés dans ce manuscrit, ils sont pour l’essentiel des indications qualitatives mais claires : on observe une corrélation dos à dos dans le plan transverse au faisceau, qui est de plus en plus marquée au fur et à mesure que l’on relève les seuils de p_T pour les particules *trigger* et associées.

Les études en multiplicité ont également été commencées mais ne figurent pas dans ce manuscrit : les résultats n’apparaissent pas suffisamment aboutis pour tirer une conclusion préliminaire fiable.

Les points 2.a) et 2.b) devront donc être parachevés, i.e. enrichis par les dernières études systématiques qui s’imposent.

Restera alors la dernière question **(3.)** qui, avec les corrélations angulaires dans les événements de haute multiplicité, se trouve au point de convergence des études précédentes. Cette question vient compléter et clore l’étude. L’objet principal reste comme dans l’étape 2.b) la problématique des mécanismes de formation des baryons à différents p_T , mais avec ici l’idée de comparer le cas des événements *Minimum Bias* et le cas des événements de haute multiplicité. De la sorte, un pont est jeté entre la physique proton-proton et la physique des ions lourds. Il s’agit véritablement de voir si, aux énergies du LHC, les deux systèmes obéissent à des principes physiques de natures différentes ou si, à l’inverse, il existe en quelque sorte un *continuum de physique* allant des collisions pp aux collisions A–A, via les collisions pp de haute multiplicité.

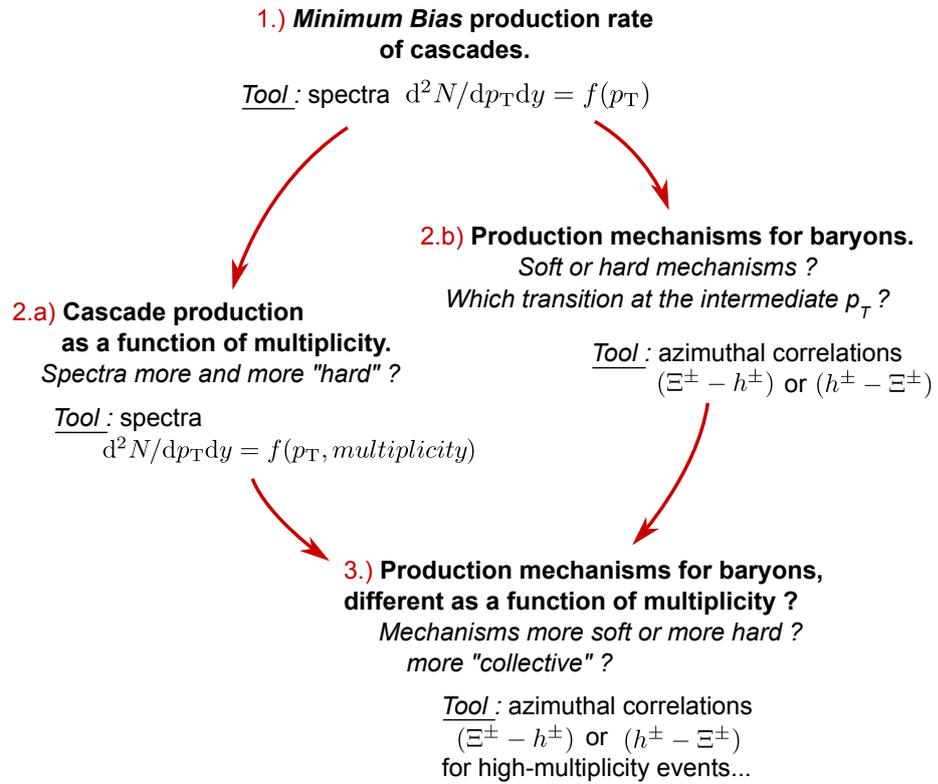


FIGURE VII.2 – Vue synoptique de l'étude globale des baryons multi-étranges dans les collisions pp au LHC. Le travail de thèse s'insère dans cette étude.

“Moreover a [mathematical] problem should be difficult in order to entice us, yet not completely inaccessible, lest it mocks at our efforts. It should be to us a guidepost on the mazy paths to hidden truths, and ultimately a reminder of our pleasure in the successful solution”

David Hilbert, 1900 [[Hil00](#)]

Bibliographie

- [A⁺05a] J. ADAMS *et al.* (STAR).
Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions.
In *Nucl. Phys. A*, volume 757, pp. 102–183 (2005).
- doi : 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0501009>.
- [A⁺05b] K. ADCOX *et al.* (PHENIX).
Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration.
In *Nucl. Phys. A*, volume 757, pp. 184–283 (2005).
- doi : 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410003>.
- [A⁺05c] I. ARSENE *et al.* (BRAHMS).
Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC : The perspective from the BRAHMS experiment.
In *Nucl. Phys. A*, volume 757, pp. 1–27 (2005).
- doi : 10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410020>.
- [A⁺07] (ed.) ARMESTO, N. *et al.*
Heavy-Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions.
In *CERN Theory Institute 'Heavy Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions'*, edited by J. Phys. G, volume 35, p. 054001 (2007).
- doi : 10.1088/0954-3899/35/5/054001.
- url : <http://arxiv.org/abs/0711.0974>.
- [AGIS83] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, G. INGELMAN and T. SJÖSTRAND.
Parton fragmentation and string dynamics.
In *Physics Reports*, volume 97, pp. 31–145 (Juillet 1983).

- doi : 10.1016/0370-1573(83)90080-7.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90080-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(83)90080-7).

- [ALIA] ALICE.
Structure of the ALICE collaboration.
- url : <http://aliweb.cern.ch/Management/index.html>.

- [ALIB] ALICE home page.
- url : <http://aliweb.cern.ch/>.

- [ALI04a] Collaboration ALICE.
ALICE : Physics Performance Report (Volume 1), volume 30, pp. 1517–1763 (Journal of Physics G : Nucl. Part. Phys., 2004), for the ALICE Collaboration : F. Carminati, P. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paic, J-P. Revol, K. Šafarík, Y. Schutz and U. A. Wiedemann (editors).
- doi : 10.1088/0954-3899/30/11/001.
- url : <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/30/11/001>.

- [ALI04b] Collaboration ALICE.
ALICE Forward Detectors - Chapter 3 : VZERO.
Technical Design Report ALICE-DOC-2004-010, CERN (2004).
- url : <https://edms.cern.ch/document/498253/1>.

- [ALI04c] Collaboration ALICE.
Technical Design Report of the TPC.
Technical report, CERN (2004).
- url : <https://edms.cern.ch/document/398930/1>.

- [ALI06] Collaboration ALICE.
ALICE : Physics Performance Report (Volume 2), volume 32, pp. 1295–2040 (Journal of Physics G : Nucl. Part. Phys., 2006), for the ALICE Collaboration : B. Alessandro, F. Antinori, J.A. Belikov, C. Blume, A. Dainese, P. Foka, P. Giubellino, B. Hippolyte, C. Kuhn, G. Martínez, M. Monteno, A. Morsch, T.K. Nayak, J. Nystrand, M. López Noriega, G. Paić, J. Pluta, L. Ramello, J-P. Revol, K. Šafarík, J. Schukraft, Y. Schutz, E. Scomparin, R. Snellings, O. Villalobos Baillie and E. Vercellin (editors).
- doi : 10.1088/0954-3899/32/10/001.
- url : <http://iopscience.iop.org/0954-3899/32/10/001/>.

- [ALI08] Collaboration ALICE.
The ALICE experiment at the CERN LHC.
In *J. of Instrumentation*, volume 3, p. S08 002 (August 2008).

- doi : 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- url : <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08002>.
- [ALI10a] Collaboration ALICE.
Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks .
In *J. of Instrumentation*, volume 5, p. P03 003 (March 2010).
- doi : 10.1088/1748-0221/5/03/P03003.
- url : <http://iopscience.iop.org/1748-0221/5/03/P03003>.
- [ALI10b] Collaboration ALICE.
Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.
In *Phys. Rev. Lett* (2010).
- url : <http://arxiv.org/abs/arXiv:1011.3916>.
- [ALI10c] Collaboration ALICE.
Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 68, pp. 89–108 (2010).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-010-1339-x.
- url : <http://arxiv.org/abs/1004.3034>.
- [ALI10d] Collaboration ALICE.
Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE at LHC.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 68(3-4), pp. 345–354 (2010).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-010-1350-2.
- url : <http://arxiv.org/abs/1004.3514>.
- [ALI10e] Collaboration ALICE.
First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector : measurement of the charged particle pseudo-rapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 65, Issue 1, p. 111 (2010).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-009-1227-4.
- url : <http://arxiv.org/abs/0911.5430>.
- [ALI10f] Collaboration ALICE.
Midrapidity antiproton-to-proton ratio in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV measured by the ALICE experiment.
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 105, p. 12 (2010).
- url : <http://arxiv.org/abs/1006.5432>.
- [ALI10g] Collaboration ALICE.
Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC.

- In *Phys. Lett. B*, volume 693 (2010).
- doi : 10.1016/j.physletb.2010.08.026.
- url : <http://arxiv.org/abs/arXiv:1007.0719>.
- [ALI10h] ALICE TPC COLLABORATION.
The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events.
In *Nucl. Instrum. and Methods A*, volume 622(1), pp. 316–367 (October 2010).
- doi : 10.1016/j.nima.2010.04.042.
- url : <http://arxiv.org/abs/1001.1950>.
- [ALI11a] Collaboration ALICE.
Production of pions, kaons and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 71, p. 1655 (2011).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-011-1655-9.
- url : <http://arxiv.org/abs/1101.4110>.
- [ALI11b] Collaboration ALICE.
Strange particle production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV with ALICE at the LHC.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 71(3), p. 1594 (March 2011).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-011-1594-5.
- url : <http://arxiv.org/abs/1012.3257>.
- [ALI11c] Collaboration ALICE.
SVN repository for AliRoot (2011), Source codes of the software AliRoot, official repository.
- url : <http://alisoft.cern.ch/viewvc/trunk/?root=AliRoot>.
- [ALI11d] ALICE MONALISA.
Run Condition Table (2011), summary table of data quality on a run by run basis, over the ALICE data taking.
- url : <http://pcalimonitor.cern.ch/configuration/>.
- [Ali11e] ALIROOT.
STEER/ESD/AliCascadeVertexer.
AliRoot (2001-2011), ALICE Offline Cascade vertexer.
- url : <http://alisoft.cern.ch/viewvc/trunk/STEER/ESD/?root=AliRoot>.
- [Ali11f] ALIROOT.
STEER/ESD/AliV0vertexer.
AliRoot (2001-2011), ALICE Offline V0 vertexer.
- url : <http://alisoft.cern.ch/viewvc/trunk/STEER/ESD/?root=AliRoot>.

- [Ant04] Federico ANTINORI.
Strangeness Report.
In *Quark Matter 2004*, edited by J. Phys. G, volume 30, pp. S725–S734 (2004).
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0404032>.
- [ATL04] Collaboration ATLAS.
ATLAS Heavy-ion Physics (March 2004).
Letter of Intent, CERN-LHCC-2004-009.
- url : <http://cdsweb.cern.ch/record/721909>.
- [ATL08] Collaboration ATLAS.
The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider.
In *J. of Instrumentation*, volume 3, p. S08 003 (August 2008).
- doi : 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- url : <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08003>.
- [ATL10] Collaboration ATLAS.
Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV measured with the ATLAS detector at the LHC.
In *Phys. Lett. B*, volume 688, pp. 21–42 (Apr. 2010).
- doi : 10.1016/j.physletb.2010.03.064.
- url : <http://arxiv.org/abs/arXiv:1003.3124>.
- [ATL11a] Collaboration ATLAS.
Measurement of multi-jet cross-sections in proton-proton collisions at 7 TeV center-of-mass energy.
In *Eur. Phys. J. C* (2011).
- url : <http://arxiv.org/abs/1107.2092>.
- [ATL11b] Collaboration ATLAS.
Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV with the ATLAS detector.
In *Phys. Rev. D*, volume 83, p. 11 200 (2011).
- doi : 10.1103/PhysRevD.83.112001.
- url : <http://arxiv.org/abs/1012.0791>.
- [B⁺64] V. E. BARNES *et al.*
Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three.
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 12, pp. 204–206 (1964).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.12.204.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204>.
- [B⁺05] B. B. BACK *et al.* (PHOBOS).
The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC.

- In *Nucl. Phys. A*, volume 757, pp. 28–101 (2005).
- doi : 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410022>.
- [Bar00] Roger BARLOW.
Lecture 5 : Systematic Errors.
SLUO lectures on Statistics and Numerical Methods in HEP (August 2000).
- url : http://www-group.slac.stanford.edu/sluo/lectures/stat_lecture_files/sluolec5.pdf.
- [Bar02] Roger BARLOW.
Systematic errors : Facts and fictions.
In *Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics* (2002), MAN/HEP/02/01.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0207026>.
- [BBG⁺11] Andy BUCKLEY, Jonathan BUTTERWORTH, Stefan GIESEKE, David GRELLSCHEID, Stefan HOCHÉ, Hendrik HOETH, Frank KRAUSS, Leif LONNBLAD, Emily NURSE, Peter RICHARDSON, Steffen SCHUMANN, Michael H. SEYMOUR, Torbjorn SJOSTRAND, Peter SKANDS and Bryan WEBBER.
General-purpose event generators for LHC physics (Jan. 2011).
Review from MCnet, <http://www.montecarlo.net.org/>.
- url : <http://arxiv.org/abs/1101.2599>.
- [Bet07] Siegfried BETHKE.
Experimental Tests of Asymptotic Freedom.
In *Progress in Particle and Nuclear Physics*, volume 58, pp. 351–386 (2007).
- doi : 10.1016/j.ppnp.2006.06.001.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0606035>.
- [Bet09] Siegfried BETHKE.
The 2009 World Average of α_s .
In *Eur. Phys. J. C*, volume 64, pp. 689–703 (2009).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-009-1173-1.
- url : <http://arxiv.org/abs/0908.1135>.
- [BftAc11a] Iouri BELIKOV (FOR THE ALICE COLLABORATION).
 K_S^0 and Λ production in PbPb collisions with the ALICE experiment.
In *Quark Matter 2011*, edited by J. Phys. G, volume 38, p. 124078 (2011).
- doi : 10.1088/0954-3899/38/12/124078.
- url : <http://arxiv.org/abs/1109.4807>.

- [BftAc11b] Michal BROZ (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Baryon number transport at LHC energies with the ALICE experiment.
In *Physics at LHC 2011* (2011).
- url : <https://indico.cern.ch/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=100963>.
- [BG76] M. BOURQUIN and J. M. GAILLARD.
A simple phenomenological description of hadron production.
In *Nucl. Phys. B*, volume 114, pp. 334–364 (1976).
- doi : 10.1016/0550-3213(76)90592-7.
- [BGG⁺08] M. BAHR, S. GIESEKE, M. A. GIGG, D. GRELLSCHEID, K. HAMILTON, O. LATUNDE-DADA, S. PLATZER, P. RICHARDSON, M. H. SEYMOUR, A. SHERSTNEV, J. TULLY and B. R. WEBER.
Herwig++ Physics and Manual.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 58, pp. 639–707 (2008).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-008-0798-9.
- url : <http://arxiv.org/abs/0803.0883>.
- [Bjo82] J.D. BJORKEN.
Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma : Possible Extinction of High $p(t)$ Jets in Hadron - Hadron Collisions.
Note FERMILAB-PUB-82-059-THY (Aug. 1982).
- [Bjo83] J.D. BJORKEN.
Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region.
In *Phys. Rev. D*, volume 27(1), pp. 140–151 (Janvier 1983).
- doi : 10.1103/PhysRevD.27.140.
- url : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.27.140>.
- [Blu98] BLUM, WALTER AND RIEGLER, WERNER AND ROLANDI, LUIGI.
Particle detection with drift chambers (Springer, 1998.).
- doi : 10.1007/978-3-540-76684-1_10.
- url : http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-76684-1_10.
- [BM08] F. BECATTINI and J. MANNINEN.
Strangeness production from SPS to LHC.
In *Quark Matter 2008*, edited by J. Phys. G, volume 35, p. 104013 (2008).
- doi : 10.1088/0954-3899/35/10/104013.
- url : <http://arxiv.org/abs/0805.0098>.

- [BM09] F. BECATTINI and J. MANNINEN.
Centrality dependence of strangeness production in heavy-ion collisions as a geometrical effect of core-corona superposition.
In *Phys. Lett. B*, volume 673, pp. 19–23 (2009).
- doi : 10.1016/j.physletb.2009.01.066.
- url : <http://arxiv.org/abs/0811.3766>.
- [BM11] Christoph BLUME and Christina MARKERT.
Strange hadron production in heavy ion collisions from SPS to RHIC.
In *Prog. Part. Nucl. Phys.*, volume 66, p. 834–879 (Oct. 2011).
- doi : 10.1016/j.ppnp.2011.05.001.
- url : <http://arxiv.org/abs/1105.2798>.
- [BNL05] BNL MEDIA & COMMUNICATION SERVICE.
RHIC Scientists Serve Up "Perfect" Liquid (April 2005).
New state of matter more remarkable than predicted – raising many new questions.
- url : http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/pr_display.asp?prid=05-38.
- [Bor11] Arianna BORELLI.
Research collaboration „Epistemology of the Large Hadron Collider (LHC)“ (2011), Wuppertal University.
- url : <http://www.lhc-epistemologie.uni-wuppertal.de/>.
- [Bru07] Giuseppe Eugenio BRUNO.
NA57 main results.
In *SQM 2007*, volume 35, p. 044005 (J. Phys. G, 2007).
- doi : 10.1088/0954-3899/35/4/044005.
- url : <http://arxiv.org/abs/0710.2849>.
- [Cai05] Helen CAINES.
What's Interesting About Strangeness Production ? - An Overview of Recent Results.
In *Hot Quarks 2004*, edited by J. Phys. G, volume 31, pp. S101–S118 (2005).
- doi : 10.1088/0954-3899/31/4/013.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0412016>.
- [CDF11] Collaboration CDF.
Production of Lambda, Cascade and Omega Hyperons in p-pbar Collisions at 1.96 TeV Center of Mass Energy.
In (2011).
- url : <http://arxiv.org/abs/1101.2996>.

- [CERa] CERN.
CERN FAQ - LHC Guide.
<http://public.web.cern.ch/public/fr/LHC/Facts-fr.html>.
- [CERb] CERN.
CERN Grey book.
- url : <http://greybook.cern.ch/>.
- [CERc] CERN.
CERN Home Page.
- url : <http://public.web.cern.ch/public/Welcome-fr.html>.
- [CERd] CERN.
Convention fondatrice du CERN.
- url : <http://council.web.cern.ch/council/en/Governance/Convention.html>.
- [CERe] CERN.
LHC Commissioning with Beam.
web site, commissioning status and developments.
- url : <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/>.
- [CERf] CERN.
People, An international spirit.
- url : <http://public.web.cern.ch/public/en/People/People-en.html>.
- [CERg] CERN.
Why fundamental science ?
- url : <http://public.web.cern.ch/public/en/About/Fundamental-en.html>.
- [CER08a] CERN.
Incident dans le secteur 34 du LHC.
CERN Press Release (Sept. 2008), PR09.08.
- url : <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR09.08F.html>.
- [CER08b] CERN.
Le CERN publie une analyse de l'incident survenu au LHC.
CERN Press Release (Oct. 2008), PR14.08.
- url : <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR14.08F.html>.
- [CER08c] CERN.
Premier faisceau dans le LHC - accélérateur de science.
CERN Press Release (Sept. 2008), PR08.08.

- url : <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR08.08F.html>.
- [CER09a] CERN.
Chamonix 2009 - LHC Performance Workshop (jan. 2009).
- url : <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=52248>.
- [CER09b] CERN.
Deux faisceaux circulent dans le LHC et produisent les premières collisions.
CERN Press Release (Nov. 2009), PR17.09.
- url : <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2009/PR17.09F.html>.
- [CER10] CERN.
Chamonix 2010 - LHC Performance Workshop (jan. 2010).
- url : <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=83135>.
- [CER11] CERN.
Chamonix 2011 - LHC Performance Workshop (jan. 2011).
- url : <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=126218>.
- [CftAc11] Marek CHOJNACKI (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Measurement of $\pi/K/p$ spectra with ALICE in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV.
In *Quark Matter 2011*, edited by J. Phys. G, volume 38, p. 124074 (2011).
- doi : 10.1088/0954-3899/38/12/124074.
- url : <http://arxiv.org/abs/1109.6744>.
- [Cha98] Guy CHANFRAY.
Mésons dans la matière hadronique dense et chaude.
In *MATIERE HADRONIQUE : de la structure du nucléon au déconfinement des quarks.* (CENBG, Maubuisson, France, 1998), Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire.
- url : <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie/>.
- [CKO⁺06] J. CLEYMANS, I. KRAUS, H. OESCHLER, K. REDLICH and S. WHEATON.
Statistical model predictions for particle ratios at $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ -TeV.
In *Phys. Rev. C*, volume 74, p. 034903 (2006).
- doi : 10.1103/PhysRevC.74.034903.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0604237>.

- [CMS07] Collaboration CMS.
CMS Physics Technical Design Report : Addendum on High Density QCD with Heavy Ions.
In *J. Phys. G*, volume 34(11), p. 2307 (2007).
- doi : 10.1088/0954-3899/34/11/008.
- url : <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/34/11/008>.
- [CMS08] Collaboration CMS.
The CMS experiment at the CERN LHC.
In *J. of Instrumentation*, volume 3, p. S08 004 (August 2008).
- doi : 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- url : <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08004>.
- [CMS10] Collaboration CMS.
Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.36, \text{ and } 7 \text{ TeV}$.
In *J. High Energy Phys.*, volume 1101, p. 079 (2010).
- doi : 10.1007/JHEP01(2011)079.
- url : <http://arxiv.org/abs/arXiv:1011.5531>.
- [CMS11a] Collaboration CMS.
Charged particle transverse momentum spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9 \text{ and } 7 \text{ TeV}$.
In *J. High Energy Phys.*, volume 08, p. 086 (2011).
- doi : 10.1007/JHEP08(2011)086.
- url : <http://arxiv.org/abs/1104.3547>.
- [CMS11b] Collaboration CMS.
Strange Particle Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 0.9 \text{ and } 7 \text{ TeV}$.
In *J. High Energy Phys.*, volume 05, 064 (2011).
- doi : 10.1007/JHEP05(2011)064.
- url : <http://arxiv.org/abs/1102.4282>.
- [CP75a] N. CABIBBO and G. PARISI.
Exponential hadronic spectrum and quark liberation .
In *Phys. Lett. B*, volume 59, pp. 67–69 (October 1975).
- doi : 10.1016/0370-2693(75)90158-6.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(75\)90158-6](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(75)90158-6).
- [CP75b] J. C. COLLINS and M. J. PERRY.
Superdense Matter : Neutrons or Asymptotically Free Quarks ?
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 34(21), pp. 1353–1356 (May 1975).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.34.1353.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.34.1353>.

- [CR10] Lei CHANG and Craig D. ROBERTS.
Hadron Physics : The Essence of Matter.
In *XII Mexican Workshop on Particles and Fields* (2010).
- url : <http://arxiv.org/abs/1003.5006>.
- [DC11] David DOBRIGKEIT CHINELLATO.
Análise da produção de bárions multi-estranhos em colisões pp no LHC (Analysis of the multi-strange baryon production in pp collisions at the LHC).
Ph.D. thesis, Universidade estadual de Campinas, Brasil (2011), ongoing.
- [DCftAc11] David DOBRIGKEIT CHINELLATO (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Multi-strange particle measurements in 7 TeV proton-proton and 2.76 TeV PbPb collisions with the ALICE experiment at the LHC.
In *Quark Matter 2011*, volume 38, p. 124079 (J. Phys. G, 2011).
- doi : 10.1088/0954-3899/38/12/124079.
- url : <http://arxiv.org/abs/1106.6314>.
- [DR03] Alvaro DE RUJULA.
Gamma-ray bursts and the sociology of science.
In *10th International Workshop on Neutrino Telescopes* (2003).
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0306140>.
- [DR08] François DE ROSE.
Meetings that changed the world : Paris 1951 : The birth of CERN.
In *Nature*, volume 455, pp. 174–175 (September 2008).
- doi : 10.1038/455174a.
- url : <http://dx.doi.org/10.1038/455174a>.
- [EB08] Lyndon EVANS and Philip BRYANT.
LHC Machine.
In *J. of Instrumentation*, volume 3, p. S08 001 (Aug. 2008).
- doi : 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- url : <http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08001>.
- [ERR95] R. ENGEL, J. RANFT and S. ROESLER.
Hard diffraction in hadron-hadron interactions and in photo-production.
In *Phys. Rev. D*, volume 52(3), p. 1459–1468 (1995).
- doi : 10.1103/PhysRevD.52.1459.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.52.1459>.

- [FGML73] H. FRITZSCH, M. GELL-MANN and H. LEUTWYLER.
Advantages of the color octet gluon picture.
In *Phys. Lett. B*, volume 47(4), pp. 365–368 (Nov. 1973).
- doi : 10.1016/0370-2693(73)90625-4.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(73\)90625-4](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(73)90625-4).
- [Fie10] Rick FIELD.
Early LHC Underlying Event Data - Findings and Surprises.
In *HCP2010* (2010).
- url : <http://arxiv.org/abs/1010.3558>.
- [Flu] *Fluka home page.*
www.fluka.org.
- [FMNB03] R. J. FRIES, B. MÜLLER, C. NONAKA and S. A. BASS.
Hadron production in heavy ion collisions : Fragmentation and recombination from a dense parton phase.
In *Phys. Rev. C*, volume 68(4), p. 044902 (Oct. 2003).
- doi : 10.1103/PhysRevC.68.044902.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0306027>.
- [FR00] Rudolf FRÜHWIRTH and M. REGLER.
Data analysis techniques for high-energy physics, Cambridge University Press edition (2000).
- url : <http://bks4.books.google.fr/books?id=2mq94rdFd3gC>.
- [FS09] Chris FABJAN and Jürgen SCHUKRAFT.
The Large Hadron Collider : A marvel technology, chapter The story of ALICE : Building the dedicated heavy ion detector at LHC (EPFL-Press Lausanne, 2009).
- url : <http://arxiv.org/abs/1101.1257>.
- [Geaa] *Geant3 Documentation.*
wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html, dernière visite : 15 février 2008.
- [Geab] *Geant4 home page.*
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [GHK⁺09] T. GLEISBERG, S. HOECHE, F. KRAUSS, M. SCHOENHERR, S. SCHUMANN, F. SIEGERT and J. WINTER.
Event generation with SHERPA 1.1.
In *J. High Energy Phys.*, volume 0902, p. 007 (2009).
- doi : 10.1088/1126-6708/2009/02/007.
- url : <http://arxiv.org/abs/0811.4622>.

- [Gla08] Claudia GLASMAN.
Precision measurements of alphas at HERA.
In *EPS 2007*, edited by Journal OF PHYSICS, volume 110 of *Conference Series*, p. 022013 (2008).
- doi : 10.1088/1742-6596/110/2/022013.
- url : <http://arxiv.org/abs/0709.4426>.
- [GOF0] Jan Fiete GROSSE-OETRINGHAUS and Michele FLORIS.
AliPhysicsSelectionTask.
AliRoot (2010-), ALICE analysis task dedicated to event selection.
- url : <http://alisoft.cern.ch/viewvc/trunk/ANALYSIS/?root=AliRoot>.
- [GP90] Miklos GYULASSY and Michael PLÜMER.
Jet quenching in dense matter.
In *Phys. Lett. B*, volume 243, pp. 432–438 (July 1990).
- doi : 10.1016/0370-2693(90)91409-5.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(90\)91409-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(90)91409-5).
- [Gre64] Oscar W. GREENBERG.
Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons.
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 13, pp. 598–602 (Nov. 1964).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.13.598.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.598>.
- [GW73] David J. GROSS and Frank WILCZEK.
Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories.
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 30, p. 1343–1346 (1973).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.30.1343.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [HftSC06] Marc HEINZ (FOR THE STAR COLLABORATION).
How important are next-to-leading order models in predicting strange particle spectra in p+p collisions at STAR ?
In *Eur. Phys. J. C*, volume 49, p. 129 (Nov. 2006).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-006-0098-1.
- url : <http://arxiv.org/abs/0707.1508>.
- [Hil00] David HILBERT.
Mathematical Problems (1900).
Second International Congress of Mathematicians at Paris, 1900.
- url : <http://aleph0.clarku.edu/~djoyce/hilbert/problems.html>.

- [Hip04] Boris HIPPOLYTE.
Hyperon prod for different colliding systems and the phase space effect at RHIC.
In *Morion QCD 2004* (2004).
- url : <http://moriond.in2p3.fr/QCD/2004/SaturdayMorning/Hippolyte.pdf>.
- [Hip08] Boris HIPPOLYTE.
Bulk matter physics and its future at the Large Hadron Collider.
In *Hot Quarks 2008*, edited by Eur. Phys. J. C, volume 62, pp. 237–242 (2008).
- doi : 10.1140/epjc/s10052-009-0910-9.
- url : <http://arxiv.org/abs/0901.3176>.
- [HJ00] Ulrich HEINZ and Maurice JACOB.
Evidence for a New State of Matter : An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Programme (Feb. 2000).
Announcement.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0002042v1>.
- [HM84] Francis HALZEN and Alan D. MARTIN.
Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics (Wiley New York, 1984).
- [HN65] Moo-Young HAN and Yoichiro NAMBU.
Three-Triplet Model with Double $SU(3)$ Symmetry.
In *Phys. Rev.*, volume 139, p. B1006–B1010 (Aug. 1965).
- doi : 10.1103/PhysRev.139.B1006.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.139.B1006>.
- [Hoe10] Hendrik HOETH.
Comparison of MC tunings to UE data.
In *MPI at LHC 2010* (2010).
- url : <http://www.mpi2010.physics.gla.ac.uk/Home.html>.
- [HRT00] Salah HAMIEH, Krzysztof REDLICH and Ahmed TOUNSI.
Canonical Description of Strangeness Enhancement from p -A to Pb-Pb Collisions.
In *Phys. Lett. B*, volume 486, pp. 61–66 (2000).
- doi : 10.1016/S0370-2693(00)00762-0.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0006024>.
- [JBWS00] R. L. JAFFE, W. BUSZA, F. WILCZEK and J. SANDWEISS.
Review of speculative “disaster scenarios” at RHIC.
In *Rev. Mod. Phys.*, volume 72, pp. 1125–1140 (Oct. 2000).
- doi : 10.1103/RevModPhys.72.1125.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9910333>.

- [Joh09] Eric E. JOHNSON.
The Black Hole Case : The Injunction Against the End of the World.
In *Tennessee Law Review*, volume 76, pp. 819–908 (2009).
- url : <http://arxiv.org/abs/0912.5480>.
- [Kal08] Alexander KALWEIT.
Energy Loss calibration of the ALICE Time Projection Chamber.
Master's thesis, Darmstadt University (2008).
- url : <http://www-linux.gsi.de/~hrschmid/www-GSI/thesis/thesis.html>.
- [Kal11] Alexander KALWEIT.
Particle Identification in the ALICE Experiment.
In *Quark Matter 2011*, edited by J. Phys. G, volume 38, p. 124073 (2011).
- doi : 10.1088/0954-3899/38/12.
- url : <http://arxiv.org/abs/1107.1514>.
- [Kar02] Frithjof KARSCH.
Lattice QCD at High Temperature and Density.
In *Lect. Notes Phys.*, volume 583, pp. 209–249 (2002).
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-lat/0106019>.
- [KKP⁺] A. KARNEYEU, D. KONSTANTINOV, W. POKORSKI, S. PRESTEL, A. PYTEL and P. SKANDS.
McPlots, Repository of MC plots comparing High Energy Physics event generators to experimental data.
- url : <http://mcplots.cern.ch/>.
- [KMR86] P. KOCH, B. MÜLLER and J. RAFELSKI.
Strangeness in relativistic heavy ion collisions.
In *Physics Reports*, volume 142, pp. 167–262 (1986).
- doi : 10.1016/0370-1573(86)90096-7.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(86\)90096-7](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(86)90096-7).
- [Koc95] Volker KOCH.
Introduction to Chiral Symmetry.
In *TAPS Workshop* (1995).
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-th/9512029>.
- [Kuh98] Christian KUHN.
QGP et matière étrange du SPS au LHC.
In *MATIERE HADRONIQUE : de la structure du nucléon au déconfinement des quarks*. (CENBG, Maubuisson, France,

- 1998), Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire.
- url : <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie/>.
- [Kuh05] Christian KUHN.
Etude de la production de matière étrange dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes avec les expériences STAR au RHIC et ALICE au LHC.
Habilitation à diriger des recherches, CNRS (Novembre 2005).
- url : <http://iphc.in2p3.fr/HDR-and-Thesis.html>.
- [Lan03] Jens Sören LANGE.
A Comparison Between An Ultra-Relativistic Au+Au Collision and the Primordial Universe.
In *OMEG03* (2003).
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0403104v1>.
- [Lud86] T. LUDLAM.
Relativistic heavy ions at Brookhaven : High energy nuclear beams in the AGS and RHIC.
In *Nucl. Phys. A*, volume 447, pp. 349–369 (1986).
- doi : 10.1016/0375-9474(86)90616-0,
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(86\)90616-0](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(86)90616-0).
- [LW95] G.D. LAFFERTY and T.R. WYATT.
Where to stick your data points : The treatment of measurements within wide bins.
In *Nucl. Instrum. and Methods A*, volume 355, pp. 541–547 (Feb. 1995).
- doi : 10.1016/0168-9002(94)01112-5.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)01112-5](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)01112-5).
- [Mai10] Antonin MAIRE.
Cascade Analysis : Strange particle mid-rapidity yields and transverse momentum spectra for 900 GeV minimum bias pp collisions at the LHC (2010).
Documentation of the Ξ analysis in ALICE pp 900 GeV data.
Twiki page ALICE PWG2 Soft physics - Spectra group.
- url : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/PWG2SpectraCascadeAnalysesAt900GeV>.
- [Mai11a] Antonin MAIRE.
PWGLF - STRANGENESS - Cascades - AliAnalysisTaskCheckCascade.
AliRoot (2008-2011), ALICE analysis task dedicated to the multi-strange analysis of *reconstructed* pp data.

- url : <http://alisoft.cern.ch/viewvc/trunk/PWGLF/STRANGENESS/?root=AliRoot>.
- [Mai11b] Antonin MAIRE.
PWGLF - STRANGENESS - Cascades - AliAnalysisTask-CheckPerformanceCascade.
 AliRoot (2008-2011), ALICE analysis task dedicated to the multi-strange analysis of *Monte Carlo* pp data.
 - url : <http://alisoft.cern.ch/viewvc/trunk/PWGLF/STRANGENESS/?root=AliRoot>.
- [Mai11c] Antonin MAIRE.
Cascade Analysis : Strange particle mid-rapidity yields and transverse momentum spectra for 7 TeV minimum bias pp collisions at the LHC (2011).
 Documentation of the Ξ and Ω analysis in ALICE pp 7 TeV data. Twiki page ALICE PWG2 Soft physics - Spectra group.
 - url : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ALICE/PWG2SpectraTopicalCascadeSpectra>.
- [Mai11d] Antonin MAIRE.
Systematic studies to perform for the 7 TeV pp analysis of (multi-)strange particles (2011).
 Tentative exhaustive list of sources of systematics. Documentation of the Ξ and Ω p_T spectra in ALICE pp 7 TeV data. Twiki page ALICE PWG2 Soft physics - Spectra group.
 - url : <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/ALICE/PWG2SpectraTopicalMultiStrangePaper/Systematics.pdf>.
- [Mc⁺0] Michelangelo MANGANO (CHAIR) *et al.*
Minimum Bias and Underlying Event Working Group (2010-), Trans-collaboration working group between ALICE, ATLAS, CMS and LHCb together with theorists of MC models.
 - url : <http://indico.cern.ch/categoryDisplay.py?categId=2848>.
- [Mer10] Zeeya MERALI.
Physics : The Large Human Collider.
 In *Nature*, volume 464, pp. 482–484 (March 2010).
 - doi : 10.1038/464482a.
 - url : <http://dx.doi.org/10.1038/464482a>.
- [MftAC10a] Antonin MAIRE (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Multi-strange baryon measurements at LHC energies, with the ALICE experiment.
 In *Hot Quarks 2010*, edited by J. OF PHYS., volume 270 of *Conference Series*, p. 012020 (2010).

- doi : 10.1088/1742-6596/270/1/012020.
 - url : <http://arxiv.org/abs/1010.3940>.
- [MftAc10b] Antonin MAIRE (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Perspectives of strangeness measurements at LHC with ALICE.
In *Physics at LHC 2010*, edited by DESY (2010).
- doi : 10.3204/DESY-PROC-2010-01/212.
- url : <http://www-library.desy.de/preparch/desy/proc/proc10-01.html>.
- [MftAC12] Antonin MAIRE (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Production of multi-strange baryons in 7 TeV proton-proton collisions with ALICE.
In *Strangeness In Quark Matter 2011*, volume 5 of *Proceedings Supplement*, p. 231 (Acta Phys. Polonica B, 2012).
- doi : 10.5506/APhysPolBSupp.5.231.
- url : <http://arxiv.org/abs/1112.2097v1>.
- [MN06] Berndt MULLER and James L. NAGLE.
Results from the Relativistic Heavy-Ion Collider.
In *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, volume 56, pp. 93–135 (2006).
- doi : 10.1146/annurev.nucl.56.080805.140556.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0602029>.
- [Mor06] Andreas MORSCH.
On the mean parton transverse momentum versus associated hadron p_T in di-hadron correlations at RHIC and LHC (2006).
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0606098>.
- [Mou05] B. MOUSSALLAM.
Symétrie chirale en QCD et théorie effective de basse énergie.
In *La QCD à l'oeuvre : des hadrons au plasma* (CENBG, Maubuisson, France, 2005), Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire.
- url : <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie/>.
- [MS86] T. MATSUI and H. SATZ.
 J/ψ suppression by Quark-Gluon Plasma formation.
In *Phys. Lett. B*, volume 178, p. 416 (1986).
- doi : 10.1016/0370-2693(86)91404-8.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91404-8](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(86)91404-8).
- [N⁺10] K. NAKAMURA *et al.*
Review of Particle Physics (Particle Data Group).
In *J. Phys. G*, volume 37(075021) (2010).
- doi : 10.1088/0954-3899/37/7A/075021.
- url : <http://pdg.lbl.gov/>.

- [NftAC12] Maria NICASSIO (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Multi-strange baryon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ALICE experiment at the LHC.
In *Strangeness In Quark Matter 2011*, volume 5 of *Proceedings Supplement*, p. 237 (Acta Phys. Polonica B, 2012).
- doi : 10.5506/APhysPolBSupp.5.237.
- url : <http://dx.doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.5.237>.
- [Oll92] Jean-Yves OLLITRAULT.
Anisotropy as a signature of transverse collective flow.
In *Phys. Rev. D*, volume 46, pp. 229–245 (1992).
- doi : 10.1103/PhysRevD.46.229.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.46.229>.
- [OP10] C. OHM and T. PAULY.
The ATLAS beam pick-up based timing system.
In *Technology and Instrumentation in Particle Physics 2009*, edited by NUCL. INSTRUM. AND METHODS A, volume 623, pp. 558–560 (2010).
- doi : 10.1016/j.nima.2010.03.069.
- url : <http://arxiv.org/abs/0905.3648>.
- [Per00] Donald H. PERKINS.
Introduction to High Energy Physics (Cambridge University Press, 2000), fourth edition.
- [PftAC11a] Martin POGHOSYAN (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Diffraction dissociation of protons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV, 2.76 TeV and 7 TeV with ALICE at the LHC.
In *Quark Matter 2011*, edited by J. Phys. G, volume 38, p. 124044 (2011).
- url : <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/38/12/124044>.
- [PftAc11b] Alberto PULVIRENTI (FOR THE ALICE COLLABORATION).
Resonance measurements in pp and Pb-Pb collisions with the ALICE detector.
In *Quark Matter 2011*, edited by J. Phys. G, volume 38, p. 124077 (2011).
- doi : 10.1088/0954-3899/38/12/124077.
- url : <http://arxiv.org/abs/1106.4230>.
- [Pol73] H. David POLITZER.
Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 30, p. 1346–1349 (1973).

- doi : 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1346>.
- [PSH⁺02] J. PUMPLIN, D.R. STUMP, J. HUSTON, H.L. LAI, Pavel M. NADOLSKY and W.K. TUNG.
New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis.
In *J. High Energy Phys.*, volume 0207, p. 012 (2002).
- doi : 10.1088/1126-6708/2002/07/012.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195>.
- [Pyt] *Pythia home page.*
<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [Ric08] Hélène RICAUD.
 tude de la production des baryons et mésons étranges A et K0s dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE auprès du LHC.
Ph.D. thesis, Université de Strasbourg (2008).
- url : <http://scd-theses.u-strasbg.fr/1818/>.
- [RM82] Johann RAFELSKI and Berndt MÜLLER.
Strangeness production in the Quark-Gluon Plasma.
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 48, pp. 1066–1069 (Apr. 1982).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.48.1066.
- url : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1066>.
- [Roo] *ROOT home page.*
<http://root.cern.ch>.
- [RT02] K. REDLICH and A. TOUNSI.
Strangeness enhancement and Energy dependence in Heavy Ion Collisions.
In *Eur. Phys. J. C*, volume 24(4), pp. 589–594 (2002).
- doi : 10.1007/s10052-002-0983-1.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0111261>.
- [Sat01] Helmut SATZ.
The Search for the QGP : A Critical Appraisal.
In *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, volume 94, pp. 204–218 (2001).
- doi : 10.1016/S0920-5632(01)00955-0.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0009099>.
- [Sch89] Jürgen SCHUKRAFT.
Recent results from HELIOS (NA34) on proton-nucleus and nucleus-nucleus reactions.

- In *International Conference on Ultra-relativistic Nucleus-nucleus Collisions 1988*, edited by Nucl. Phys. A, volume 498, pp. 79–92 (1989).
- url : <http://cdsweb.cern.ch/record/193646>.
- [Sch04] Jürgen SCHUKRAFT.
CERN, a working example of global scientific collaboration (March 2004).
Invited talk at the international meeting 'South-South and North-South Collaboration in Science and Technology', Islamabad, Pakistan, 12-13 March 2004.
- url : <http://arxiv.org/abs/physics/0602099>.
- [Sch08] Jürgen SCHUKRAFT.
A process - not an event.
CERN public web page (2008), people.
- url : <http://public.web.cern.ch/public/en/people/Schukraft-en.html>.
- [Sch09] Jürgen SCHUKRAFT.
ALICE report.
LHC status report (December 2009).
- url : <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=76398>.
- [Shu78] Edward V. SHURYAK.
Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions.
In *Phys. Lett. B*, volume 78, p. 150 (1978).
- doi : 10.1016/0370-2693(78)90370-2.
- url : [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(78\)90370-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(78)90370-2).
- [Shu04] Edward V. SHURYAK.
The QCD Vacuum, Hadrons And Superdense Matter, volume 71 (World Scientific, 2004), 2nd edition.
- url : https://cdsweb.cern.ch/auth.py?r=EBLIB_P_239616_0.
- [Ska10] Peter Zeiler SKANDS.
Tuning Monte Carlo Generators : The Perugia Tunes.
In *Phys. Rev. D*, volume 82(074018) (Oct. 2010).
- doi : 10.1103/PhysRevD.82.074018.
- url : <http://arxiv.org/abs/1005.3457>.
- [Ska11] Peter Zeiler SKANDS.
QCD for Collider Physics (April 2011).
Lectures from the 2010 European School of High Energy Physics (ESHEP 2010).
- url : <http://arxiv.org/abs/1104.2863v1>.

- [SLM01] Torbjorn SJÖSTRAND, Leif LONNBLAD and Stephen MRENNNA.
PYTHIA 6.2 Physics and Manual (2001).
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0108264>.
- [SMS06] Torbjorn SJÖSTRAND, Stephen MRENNNA and Peter SKANDS.
PYTHIA 6.4 Physics and Manual.
In *J. High Energy Phys.*, volume 05, p. 026 (2006).
- doi : 10.1088/1126-6708/2006/05/026.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175>.
- [Spe06] Jeff SPELTZ.
Fonctions d'excitation de la production de baryons multi-stranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.
Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg (Oct. 2006).
- url : <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00391681>.
- [STA] *STAR home page*.
www.star.bnl.gov.
- [STA06] Collaboration STAR.
Identified hadron spectra at large transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
In *Phys. Lett. B*, volume 637, pp. 161–169 (2006).
- doi : 10.1016/j.physletb.2006.04.032.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0601033>.
- [STA07a] Collaboration STAR.
Measurements of Strange Particle Production in p+p Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.
In *Phys. Rev. C*, volume 75, p. 064 901 (2007).
- doi : 10.1103/PhysRevC.75.064901.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0607033>.
- [STA07b] Collaboration STAR.
Strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.
In *Phys. Rev. C*, volume 75(6), p. 064 901 (June 2007).
- doi : 10.1103/PhysRevC.75.064901.
- url : <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0607033>.
- [STA08] Collaboration STAR.
Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to p+p at $\sqrt{s} = 200$ GeV.
In *Phys. Rev. C*, volume 77, p. 044 908 (2008).
- doi : 10.1103/PhysRevC.77.044908.
- url : <http://arxiv.org/abs/0705.2511>.

- [STA09] Collaboration STAR.
Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR.
 In *Phys. Rev. C*, volume 79, p. 034 909 (2009).
 - doi : 10.1103/PhysRevC.79.034909.
 - url : <http://arxiv.org/abs/0808.2041>.
- [STA12] Collaboration STAR.
Strangeness Enhancement in Cu+Cu and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
 In *Phys. Rev. Lett.*, volume 108, p. 072 301 (2012).
 - doi : 10.1103/PhysRevLett.108.072301.
 - url : <http://arxiv.org/abs/1107.2955>.
- [Tru91] T. Laurence TRUEEMAN.
The relativistic heavy ion program at Brookhaven.
 In *Nucl. Phys. A*, volume 525, pp. 117–124 (1991).
 - doi : 10.1016/0375-9474(91)90319-2.
 - url : [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90319-2](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(91)90319-2).
- [UA589] Collaboration UA5.
Hyperon Production at 200 and 900 GeV c.m. energy.
 In *Nucl. Phys. B 328 (1989) 36-58*, volume 328, pp. 36–58 (1989).
 - doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(89\)90090-4](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(89)90090-4).
 - url : <http://cdsweb.cern.ch/record/196068/files/198904107.pdf>.
- [Uni08] UNI. FRANKFURT.
Numerical simulations UrQMD of QGP events.
<http://alice.web.cern.ch/Alice/html/cyberland/> or
<http://th.physik.uni-frankfurt.de/~weber/CERNmovies/index.html> (2008).
- [VZ96] S. VOLOSHIN and Y. ZHANG.
Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions.
 In *Zeitschrift für Physik C (EPJC)*, volume 70, pp. 665–671 (1996).
 - doi : 10.1007/s002880050141.
 - url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9407282>.
- [Wei92] Wolfram WEISE.
Chiral Symmetry breaking.
 In *Nucl. Phys. A*, volume 543, pp. 377–392 (1992).
 - url : [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90431-1](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(92)90431-1).

- [Wei10] Wolfram WEISE.
Chiral symmetry in strongly interacting matter.
In *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, volume 186, pp. 390–403 (2010).
- doi : 10.1143/PTPS.186.390.
- url : <http://arxiv.org/abs/1009.6201>.
- [Wer07] Klaus WERNER.
Core-Corona Separation in Ultra-Relativistic Heavy-ion Collisions.
In *Phys. Rev. Lett.*, volume 98, p. 152301 (2007).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.98.152301.
- url : <http://arxiv.org/abs/0704.1270>.
- [WG91] X.-N. WANG and M. GYULASSY.
HIJING : A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions.
In *Phys. Rev. D*, volume 44(11), pp. 3501–3516 (Dec 1991).
- doi : 10.1103/PhysRevD.44.3501.
- url : http://prola.aps.org/abstract/PRD/v44/i11/p3501_1.
- [Wil74] Kenneth G. WILSON.
Confinement of Quarks.
In *Phys. Rev. D*, volume 10, p. 2445–2459 (October 1974).
- doi : 10.1103/PhysRevD.10.2445.
- url : http://prd.aps.org/abstract/PRD/v10/i8/p2445_1.
- [WKP⁺10] Klaus WERNER, Iurii KARPENKO, Tanguy PIEROG, Marcus BLEICHER and K. MIKHAILOV.
Event-by-Event Simulation of the Three-Dimensional Hydrodynamic Evolution from Flux Tube Initial Conditions in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions.
In *Phys. Rev. C*, volume 82(044904), p. 044904 (Oct. 2010).
- doi : 10.1103/PhysRevC.82.044904.
- url : <http://arxiv.org/abs/1004.0805>.
- [WW00] G. WILK and Z. WŁODARCZYK.
Interpretation of the Nonextensivity Parameter q in Some Applications of Tsallis Statistics and Lévy Distributions.
In *Phys. Rev. Lett*, volume 84(13), pp. 2770–2773 (Mar 2000).
- doi : 10.1103/PhysRevLett.84.2770.
- url : <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9908459>.

Index

Symbols	
Ω^-	73
Ξ^-	73
A	
accélérateurs	
complexe CERN	39
LHC	39
AGS	21
Bevalac	20
LHC	21
RHIC	21
SPS	21
ALICE	
collaboration	44
ITS (sous-détecteur)	48
SDD	49
SPD	49
SSD	49
TPC (sous-détecteur)	50
tracking	55
antiparticule	9
B	
Barlow	109
baryon	12
Big Bang	19
boson	8
bruit de fond	
combinatoire	78, 82
multiplicité des traces	82
swapping	148
C	
Canonique, ensemble	30
cascades	
associées	99, 106
célibataire	74, 79
candidats	80, 99, 106
générées	99, 106
reconstruites	99, 106
structure	73
V0	74
centralité	23
CERN	
aspect international	38
missions	38
situation géographique	36
chiralité	16
collaboration	
Collaboration Board	45
Computing Board	44
Conference Committee	45
Editorial Board	45
Financial Board	45
Management Board	45
Physics coordination	44
Physics Working Group	44
Technical coordination	44
collisions élastiques	25
collisions inélastiques	25
confinement	15
corrélation angulaire	168
corrélations	
<i>leading particle</i>	171
particule <i>associée</i>	171
particule <i>trigger</i>	171
particule directrice	171
couleur	10

- D**
- déclenchement (voir trigger).....88
- déconfinement 16
- DCA (voir reconstruction) 78
- données ALICE
- AOD 64
- données brutes.....64
- ESD.....64
- E**
- écranage QCD 16
- embranchement, rapport d' 27
- EPOS 185
- étoile à neutrons 19
- étrangeté
- Ω (baryons).....73
- Ξ (baryons).....73
- hypérons.....70
- expériences
- BRAHMS 21
- PHENIX 21
- PHOBOS.....21
- STAR..... 21, 26, 168
- ALICE 41
- ATLAS.....41
- CMS 41
- LHCb 41
- LHCf.....42
- TOTEM.....42
- F**
- familles de particules.....7
- feed-down.....71, 158
- fermions 7
- G**
- gaz hadronique 25
- gel chimique 25
- gel cinétique 25
- Grand Canonique, ensemble.....30
- GRID
- saturation 63
- tier-0, tier-1, tier-2.....63
- H**
- hélicité 16
- hadron.....12
- hadronisation 12, 25
- hadronisation, (mécanismes)
- coalescence 168
- fragmentation.....15, 168
- Herwig 177
- I**
- incertitudes
- statistiques 104
- systématiques 104
- interaction faible.....26
- interaction pp
- INEL, NSD, SD, DD, ND...102
- K**
- Kalman, filtre.....56
- L**
- leptons.....7
- LHC
- chiffres 39
- expériences 41
- liberté asymptotique 9, 14
- luminosité.....87, 129
- M**
- méson 13
- Modèle Standard.....6
- Monte Carlo
- anchor run.....66, 133
- embedding.....66
- générateur (Pythia).....65
- logiciel PYTHIA 177, 178
- logiciel EPOS.....185
- logiciel Herwig.....177
- logiciel Sherpa.....177
- propagateur (Geant).....65
- vérité MC 66
- P**
- paramètre d'impact 23
- PARJ(k) voir Pythia

- Particle Identification (PID)
- combinée 54
 - détecteurs 54
 - paramétrisation ALEPH 93
 - TPC 59, 93
 - via désintégration 55
- phase hadronique 18, 25
- pile-up 87, 131, 155
- potentiel d'interaction 14
- pureté du signal 83, 112
- Pythia 177
- 6.2 D6T *tune* (109) 179
 - 6.4 ATLAS CSC *tune* (306) 179
 - 6.4 Perugia 0 *tune* (320) 179
 - 6.4 Perugia 2011 *tune* (350) 179
 - 6.4 Z1,Z2 *tunes* (341,343) 179
- PARJ(\mathbf{k}) 178, 183, 184
- tunes* 178
- fragmentation 178
- MPI 178
- Q**
- QCD
- charge de couleur 10
 - modèle de quarks 9
 - symétrie chirale 18, 71
 - théorie 8, 10
- QED 8
- QGP 16
- quarks 7
- quarks
- masses 71
 - mer de quarks 70
- R**
- rapport signal à bruit 99
- reconstruction
- angle de pointage 79
 - direction de pointage 78
 - distance de plus courte approche
 - 78
 - topologique 76
 - volume fiduciaire 79
- S**
- savoir de quark 12
- Sherpa 177
- signal
- rapport S/B 99
 - pureté 83, 112
 - significane 99, 142
- signatures du QGP 26
- renforcement d'étrangeté 27
- significane du signal 99, 142
- spectre $d^2N/dp_T dy$ 86, 89
- statistiquement significatif 109
- strangeness enhancement
- équilibrage 29
 - core/corona 32
 - fusion de gluon 28
 - hiérarchie du renforcement 29
 - seuil de réaction 28
 - suppression canonique 30
 - volume de corrélation 32
- swapping 148
- symétrie chirale 17
- symétrie chirale
- brisure spontanée 17
 - brisure spontanée dynamique 18
 - paramètre d'ordre 17
- systématiques 104, 147
- T**
- tracking
- DCA 57
 - paramètre d'impact 59
 - point d'espace 55
 - seed 56
 - track splitting 88, 92, 132
 - tracklets 55
- trigger 88
- Minimum Bias (MB) 88
- V**
- vertex primaire
- point d'interaction 23
 - résolution (données 2009) 96
 - résolution (données 2010) 136

SPD.....	55
TPC.....	90
tracking vertex	57

Y

yield	86
-------------	----

