



Etude des processus durs dans les collisions proton-proton et noyau-noyau aux énergies LHC

Sarah Porteboeuf

► To cite this version:

Sarah Porteboeuf. Etude des processus durs dans les collisions proton-proton et noyau-noyau aux énergies LHC. Physique [physics]. Université de Nantes, 2009. Français. NNT : . tel-00436909

HAL Id: tel-00436909

<https://theses.hal.science/tel-00436909>

Submitted on 27 Nov 2009

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

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

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
Matériaux Matière Molécule en Pays de Loire

Année : 2009

N° attribué par la bibliothèque

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

Étude des processus durs dans les collisions proton-proton et noyau-noyau aux énergies LHC

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique des Ions Lourds

Présentée et soutenue publiquement par

Sarah PORTEBOEUF

Le 21 Septembre 2009, devant le jury ci-dessous

Président M. GOUSSET T., *Pr. Université, Subatech, Nantes*

Rapporteurs M. BLEICHER M., *Pr. Université, Institut für Theoretische Physik, Frankfurt*
M. OESCHLER H., *Technische Universität, Darmstadt*

Examineurs M. GRANIER DE CASSAGNAC R., *CR CNRS, LLR, Palaiseau*
M. KUHN C., *DR CNRS, IPHC, Strasbourg*
M. MARTINEZ G., *CR CNRS, Subatech, Nantes*
M. WERNER K., *Pr. Université, Subatech, Nantes*

Directeur de thèse : M. Klaus WERNER, *Pr. Université, Subatech, Nantes.*

N° ED 500



Study of hard processes in proton-proton and nucleus-nucleus collisions at LHC energies

*Étude des processus durs dans les collisions
proton-proton et noyau-noyau aux énergies
LHC*

Sarah PORTEBOEUF

SUBATECH, Nantes (France), 2009

Mots clés :

Processus dur, Jet, LHC, proton-proton, ions lourds, interactions multiples, générateur d'événements, EPOS

Resumé :

Les collisions de particules à très hautes énergies sont un moyen de sonder la matière au niveau de ses composants les plus élémentaires : les partons (quarks et gluons). Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes produisent dans le même événement le plasma de quarks et de gluons (QGP) et des interactions élémentaires de type parton-parton. Ces interactions, appelées processus durs, proviennent de l'état initial et produisent des partons de hautes impulsions transverses qui vont fragmenter en hadrons détectables (jets). Avant la fragmentation, les partons sont susceptibles d'interagir avec le QGP, modifiant les propriétés des hadrons produits. L'étude des processus dur sera d'un grand intérêt au LHC. La section efficace de production de jet est calculable en pQCD, en se basant sur l'hypothèse de factorisation. EPOS est un générateur d'événements dont l'objectif est de reproduire des événements directement comparables à l'expérience en décrivant aussi bien les aspects durs que les aspects mous (QGP) dans un modèle cohérent. Dans cette thèse, je détaillerai les motivations pour produire des processus durs dans un événement complet. La partie dure devant être compatible avec la pQCD. Ainsi, comme dans l'expérience la production d'un processus rare nécessite beaucoup de statistiques. Je présenterai alors une méthode de coupure sur les hautes impulsions transverses permettant de produire facilement des jets de haute impulsion transverse dans le contexte des aspects mous.

Key words :

Hard Process, Jet, proton-proton, heavy ions, multiples interactions, event generator, EPOS

Abstract :

Collisions of high energy particles are useful to probe the elementary structure of matter : partons (quarks and gluons). Ultra relativistic heavy ion collisions produce in the same event a so-called Quark-Gluon Plasma (QGP) as well as elementary parton-parton interaction. Those interactions, called hard processes, originate from the very first moment of the collision, and produce high transverse momentum partons which then decay into observable hadrons (jets). Before this « hadronization », the partons may interact with the QGP, which modifies the hadron properties. Studying hard processes will be an important issue at LHC. Jet production cross sections can be computed within the pQCD framework. The EPOS formalism tends to compute full events which are directly comparable to experimental events, reproducing the soft part (QGP) as well as the hard part in a coherent model. In this manuscript, I will motivate the realization of hard processes in a complete event. The hard part should be compatible with the results from pQCD. Doing so, as in experiment, production of rare processes needs large statistics. I will therefore introduce method allowing to trigger on high transverse momentum events, to easily produce rare event in the context of soft particles.

Merci

*Les étudiants pensent toujours
que trois ans c'est très long,
pour découvrir finalement
que trois ans c'est très court.*

Klaus Werner,
Le 1^{er} jour de ma thèse

La première personne que je tiens à remercier est de façon assez évidente mon directeur de thèse Klaus Werner. J'ai apprécié grandement la formation scientifique qu'il m'a apportée en tant que professeur à l'université puis directeur de thèse. Il a su me guider sur le chemin délicat qu'est celui du doctorant qui permet de passer d'étudiant à docteur. Très tôt, il m'a envoyée présenter mon travail dans des conférences et m'a encouragée à participer à des collaborations, ceci a développé ma connaissance dans le domaine de la physique des ions lourds et mon ouverture d'esprit sur des sujets au départ éloignés de mon sujet de thèse. Pendant ces trois ans, j'ai pu travailler avec une grande autonomie me permettant d'explorer mes propres idées et de prendre en main mon sujet. Il a cependant toujours été présent, écoutant, discutant et questionnant mon travail afin de me guider dans mon projet. J'espère que nous aurons dans le futur d'autres occasions de collaborer ensemble. Je remercie Tanguy Pierog, l'autre membre d'EPOS, celui des rayons cosmiques, qui a toujours été disponible pour répondre à mes questions et sollicitations.

Je remercie chacun des membres du jury pour avoir accepté d'en faire partie et d'avoir lu et évalué ce manuscrit. Je remercie Thierry, Marcus, Helmut, Raphaël, Christian et Gines, ils ont chacun contribué à ma formation scientifique par les différentes interactions et collaborations que nous avons pu menées pendant ces trois ans de thèse. Je remercie Raphaël de m'accueillir prochainement au laboratoire Leprince-Ringuet en tant que post-doctorante.

Je remercie les membres du laboratoire Subatech d'une façon générale pour l'accueil chaleureux que j'ai pu recevoir. Plus particulièrement, je remercie les personnes des groupes théoriques et les expérimentateurs du plasma dont les portes sont toujours ouvertes pour les jeunes doctorants qui ont des questions à poser. Je remercie le directeur du laboratoire Jacques Martino de m'avoir accueilli et m'avoir soutenu dans mon orientation professionnelle. Je remercie Christelle pour son soutien et son aide. Je remercie Barbara Erasmus pour ses conseils.

Je remercie toute les équipes avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer pendant ma thèse : Marcus et Stéphane à l'institut de physique théorique de Francfort, Christian, Boris et Hélène à l'IPHC de Strasbourg, Helmut et Hélène à l'Université Technique de Darmstadt.

J'ai une pensée particulière pour mes « grande soeur et grand frère » de la physique : Magali Estienne et François Arléo. Ce sont tout deux d'anciens doctorants de Subatech qui sont aujourd'hui des chercheurs sur qui les jeunes doctorants peuvent compter pour discuter de physique, oser poser les questions que l'on n'ose pas poser et parler projet de recherche. Ils ont tout deux été présents lors de ma thèse et ont apporté des corrections pertinentes à ce manuscrit. Ils m'ont également apporté leur soutien lors de la préparation de la soutenance orale. Je les remercie vivement pour leur disponibilité et leurs conseils « d'anciens » tout au long de ces trois années. Je remercie également Muriel pour son écoute et sa disponibilité.

Je tiens à remercier l'équipe pédagogique de l'IUT de la Roche/Yon, avec qui j'ai effectué mon monitorat à l'IUT de Génie Biologique. Jalil, Sébastien, Hervé, Virginie et Myriam m'ont accueilli dans leur équipe et j'ai pu échanger avec eux de l'expérience d'enseignement. Je remercie également Guy Royer qui m'a aidé dans mes démarches avec l'université, notamment pour l'obtention d'un poste de moniteur.

Il va sans dire que je remercie tous les doctorants du laboratoire Subatech pour la bonne humeur et les soirées diverses et variées. Merci donc à Guenolé, Thomas et Olivier : « la Geek à Lunettes Team ». Un grand merci à Nicolas, dont les talents Photoshop et Power Point m'ont aidés plus d'une fois. Merci à Sandra, Jérôme, Zaïda, Lamia, Mickaël, Julie, Sébastien, Artemios, Samuel, Thibault, Raphaëlle, Rudy, Hamza, Vincent, Tugdual, Doctorant Eric et Mister Michel. J'ai une pensée particulière pour Mickaël avec qui j'ai partagé ce bureau pendant 3 ans, il semble finalement que nous ayons mutuellement survécu à cette cohabitation :). Les margaritas du Brior, les soirées Hyppopotamus-ciné, je pense que je n'oublierai pas ces trois ans au cours desquels de nouveaux liens se sont tissés. Je tiens également à rappeler qu'il faut « arrêter la transformée de Fourier pour passer à la mécanique quantique ». Je remercie également la machine à café pour son soutien indéfectible de jour comme de nuit.

J'ai une pensée pour Mathieu et Céline, Marion, Virginie, Sophie et Charles, Alice et Sébastien, Julie et Sébastien, Matthias et Jessica, Virginie et Thomas, Olivier et Aude, Nicolas et Sandrine, des amis présents depuis de nombreuses années.

Comme chacun le sait, ma connaissance de la langue française n'est pas parfaite et je remercie donc Mariannick, Michelle et Alice qui ont accepté de relire et de corriger des chapitres de ce manuscrit de thèse. Je remercie Mickaël pour avoir

corrigé divers documents. Je remercie toutes les personnes venues assister à ma soutenance de thèse et au pot qui a suivi.

Je remercie mes parents qui m'ont enseigné qu'il fallait croire en ses rêves et se battre pour les réussir. Ils m'ont laissé très tôt choisir cette voie qui est la mienne et prendre mes propres décisions. Ils ont su me faire confiance et me donner la force de croire en moi et en mes choix. Je remercie mes frères et sœurs : Charly, Henri et Rachel. Nous avons chacun pris nos chemins et je constate chaque jour un peu plus que cette diversité nous unit. Nous avons chacun su trouver une voix qui nous corresponde, réaliser nos projets tout en appréciant les choix des autres. J'espère que nous saurons préserver nos différences tout en restant toujours aussi proches et présents les uns pour les autres. Je remercie ma famille dans son ensemble qui s'est déplacée pour partager ce moment avec moi. Je remercie plus particulièrement mes grands-mères Mamie et Nano toujours pleines de curiosité pour mes études et mon travail. Je remercie également les absents : mes grands-pères, celui que je n'ai pas eu le temps de connaître et celui qui a eu le temps d'éveiller ma curiosité scientifique, le premier geek de la famille. Je remercie également Pascal et Mariannick qui m'ont apporté tout leur soutien. Je remercie Jérémy qui a finalement réussi à venir à ma soutenance de thèse. Et je remercie bien évidemment Virginie et Thomas, belle-sœur et beau-frère, amis toujours présents. J'ai une pensée pour mes filleuls Ange et Louis qui n'auront pas de souvenirs de moi d'avant que je devienne docteur.

Mon dernier remerciement va à la personne sans qui cette aventure n'aurait pas été la même : David. Depuis maintenant plus de sept ans, il est à mes côtés sachant tour à tour m'écouter, me réconforter, me remotiver, toujours présent dans les moments difficiles : quand cette fois-ci la barrière semble trop haute. Je te remercie infiniment du soutien que tu m'apportes jour après jour.

Une aventure se termine, une autre commence.

Dr. Sarah Porteboeuf
Nantes, le 24 Septembre 2009

Table des matières

1	Introduction	1
2	La matière et le plasma de quarks et de gluons	5
2.1	Entrée en matière	5
2.1.1	La chromodynamique quantique : description des constituants élémentaires de la matière	6
2.1.2	Le diagramme des phases de la matière hadronique	7
2.1.3	Plasma de quarks et de gluons en couplage fort (sQGP) . . .	10
2.2	Les collisions : phénoménologie et vocabulaire	11
2.2.1	Collisions proton-proton	11
2.2.2	Collisions noyau-noyau	13
2.2.3	Bilan	16
2.3	Les programmes expérimentaux	17
2.3.1	Le RHIC et ses découvertes.	18
2.3.2	Le LHC et ses perspectives	21
2.4	Les observables du plasma de quarks et de gluons	25
2.4.1	Le quark c : charme ouvert et J/Ψ	27
2.4.2	L'écoulement elliptique	28
2.4.3	Les photons prompts	32
2.4.4	Les Jets et le <i>Jet-Quenching</i>	34
3	Des modèles théoriques aux générateurs d'événements	43
3.1	Du côté de la théorie	43
3.1.1	Le modèle des partons	44
3.1.2	Les interactions multiples	51
3.1.3	Suppression AGK	54
3.1.4	La théorie de Gribov-Regge	55
3.1.5	Parton-based Gribov-Regge theory	57
3.1.6	Le modèle des cordes	61
3.2	Mise en regard entre EPOS et d'autres modèles	67
3.2.1	Les différents modèles	68
3.2.2	Comparaison avec EPOS	71
3.3	Les générateurs d'événements	81

3.3.1	Qu'est-ce que c'est ?	82
3.3.2	Générateur d'événements / Générateur de distributions inclusives	82
3.3.3	Quelle utilité ?	83
3.4	Etude plus détaillée de PYTHIA	84
3.4.1	Philosophie de PYTHIA	84
3.4.2	Le sous-processus dur	86
3.4.3	Radiation d'état initial et final	86
3.4.4	Traitement des interactions multiples	88
4	EPOS	91
4.1	Interaction élémentaire	92
4.1.1	Généralité	92
4.1.2	Interaction molle	93
4.1.3	Échelle dure	94
4.1.4	Sous-processus dur	96
4.1.5	Échelle semi-dure	97
4.2	Section efficace partielle	99
4.2.1	Fonction de vertex	99
4.2.2	Interaction multiple	99
4.2.3	Détermination de la nature des échelles : molle ou dure ? . .	100
4.3	Production de particules	101
4.3.1	Réalisation de la corde	101
4.3.2	Restes des projectiles et cibles	101
4.4	Écrantage et partage d'échelles	102
4.5	Traitement collectif	103
4.5.1	Séparation Core-Corona et conditions initiales	104
4.5.2	Modèle simpliste	108
4.5.3	Modèle hydrodynamique 3D événement par événement . . .	108
4.6	Confrontation aux données	109
4.6.1	Les collisionneurs	110
4.6.2	Les rayons cosmiques	115
5	Implémentation des processus durs	121
5.1	Génération des partons pour les échelles semi-dures : ancien modèle	121
5.1.1	Description de la procédure	121
5.1.2	Inconvénients de l'ancienne méthode : problématique	126
5.2	Structuration en blocs indépendants	127
5.2.1	Définition des variables	127
5.2.2	Distribution de probabilité des variables $x_{\text{PE}}^{\pm} : N$	129
5.2.3	Distribution de probabilité des variables $x_{\text{IB}}^{\pm} : S$	130
5.2.4	Factorisation	131
5.2.5	Distribution de probabilité des variables $p_{\perp\text{OB}}$	132

5.3	Test de démarche	133
5.3.1	Test analytique	133
5.3.2	Test semi-analytique	138
5.3.3	Test des fonctions de distribution partonique	139
5.4	Implémentation du nouveau Monte-carlo pour les variables de l'échelle	144
5.4.1	Nouveau Monte-Carlo pour les $x_{TB}^{\pm}$	144
5.4.2	Monte-Carlo pour les p_{LOB}	148
5.5	Génération d'événements avec sélection	148
5.5.1	Prospection : quelle type de sélections?	148
5.5.2	Discussion de la méthode des sélections	150
5.6	Collision pp à d'autres énergies	152
5.6.1	Collision pp aux énergies Tevatron	152
5.6.2	Collision pp aux énergies LHC	152
5.7	Collisions d'ions lourds	153
6	Aspect technique : le numérique	159
6.1	Techniques d'intégration de Gauss	159
6.1.1	Fonctionnement de la quadrature de Gauss	159
6.1.2	Difficulté liée à l'utilisation de la méthode d'intégration de Gauss	160
6.2	Tabulation/interpolation	162
6.2.1	Interpolation polynomiale : principe	162
6.2.2	Importance de l'interpolation : échec de l'ancienne interpolation pour $f_{\pm}$	163
6.2.3	Solutions pour l'interpolation de $f_{\pm}$	164
6.2.4	Solutions pour l'interpolation de E	166
6.2.5	Tabulation de la fonction S	167
6.3	Génération de variables suivant une distribution de probabilité : technique de Monte Carlo	169
6.3.1	Principe de la technique de MonteCarlo	169
6.3.2	Principe de l'acceptation-rejet	170
6.3.3	Difficultés de la méthode dans son application à EPOS	171
6.3.4	Description de la procédure	173
6.3.5	Implémentation de la méthode de coupure	177
7	Production de jets	181
7.1	Discussion sur les jets	181
7.1.1	Qu'est ce qu'un jet ? Demandons à un théoricien	181
7.1.2	Qu'est ce qu'un jet ? Demandons à un expérimentateur des ions lourds	182
7.2	Section efficace de production de jets	184
7.2.1	Comparaison avec les données UA1	184
7.2.2	Comparaison avec les données STAR	185

7.2.3	Bilan de la confrontation entre le calcul analytique d'EPOS et les données	187
7.2.4	Discussion sur les deux jeux de données	189
7.3	Discussion sur les <i>Jet Finders</i> : utilisation avec EPOS	192
7.3.1	Qu'est ce qu'un <i>Jet Finder</i>	192
7.3.2	Utilisation d'un <i>Jet Finder</i> avec EPOS	195
7.4	Production d'étrangeté dans les jets	200
7.4.1	L'étrangeté	200
7.4.2	Rapport Λ/K_s^0	200
7.4.3	Rapport Λ/K_s^0 dans les jets	201
7.5	Discussion sur les perspectives d'études avec EPOS	207
8	Conclusion	209
A	Sous-processus dur	213
B	Test analytique pour les collisions pp	215
C	Implémentation de l'interaction jet-milieu	225

Table des figures

2.1	Les différents niveaux d'organisation de la matière	6
2.2	La constante de couplage de l'interaction forte : α_s [8].	7
2.3	Transition de phase de la matière hadronique [15].	8
2.4	Modélisation des différentes étapes dans le temps d'une collision proton-proton : les interactions primaires, les cordes et l'hadronisa- tion (création de particules par fragmentation de la corde) y sont représentés.	12
2.5	Collision pp : (haut) processus dur, (bas) processus mou	13
2.6	Illustration des différentes étapes d'une collision d'ions lourds.	15
2.7	Illustration du site du RHIC (à gauche) RHIC vu de l'espace. En haut : île de Long-Island. En bas : zoom sur l'anneau du RHIC en construction. Image du satellite Landsat-4, juillet 1982. (à droite) Le site du collisionneur RHIC au <i>Brookhaven National Laboratory</i> [39].	19
2.8	L'anneau du LHC, frontière franco-suisse, vue du ciel [55].	22
2.9	Représentation de l'anneau du LHC en coupe : les installations se situent à 100m de profondeur [55].	22
2.10	Le détecteur Alice [57]	23
2.11	Illustration d'une collision entre deux ions lourds ultra relativistes, avant et après la collision	26
2.12	Schéma de la zone d'interaction et de sa forme d'amande (anisotro- pie azimutal) qui donnera une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises.	29
2.13	L'anisotropie azimutale de la zone de collision induit une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises [73].	29
2.14	Écoulement elliptique : distribution en v_2 en fonction de $p_\perp$ pour différents types de particules à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans des collisions Au-Au au RHIC [76].	31
2.15	Vision schématique des différents types de photons produits : dé- croissance (vert), thermique (rouge), prompt (bleu) [80].	32
2.16	Collision d'ions lourds et <i>Jet-Quenching</i>	35

2.17	Facteur de modification nucléaire R_{AA} pour les hadrons chargés et les π^0 dans les collisions Au-Au et d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Données de BRAHMS en haut à gauche, PHENIX en haut à droite, PHOBOS en haut à gauche et STAR en bas à droite. [46]	37
2.18	(a) Distributions des corrélations azimutales à deux particules pour des événements de biais minimum, des collisions centrales d-Au et pp. (b) Distribution azimutale à deux particules pour des collisions AuAu, d-Au, pp [98].	38
2.19	Distribution inclusive de hadron seul en fonction de $\xi = \ln(\frac{E_{jet}}{p})$. Comparaison avec des données expérimentales des expériences OPAL et TASSO. Figure extraite de [99].	39
2.20	Figure extraite de [100]. À gauche : visualisation d'un jet de 47 GeV dans une collision centrale Au+Au 200 GeV. À droite : fonction de fragmentation dans une collision centrale Au+Au 200 GeV, comparaison avec les données en proton-proton.	40
3.1	Interaction entre un électron et un proton dans le modèle des partons : l'électron interagit avec un quark après radiation.	44
3.2	Rayonnement de l'état initial : les partons qui participent au sous-processus dur rayonnent, le Q^2 de ces partons augmente	45
3.3	Collisions pp dans le modèle des partons. Les partons 1 et 2 issus des protons 1 et 2 entrent dans le sous processus-dur. $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ représente la section efficace différentielle pour le sous-processus $2 \rightarrow 2$. Les partons produits fragmentent pour donner des hadrons.	46
3.4	Comparaison entre les données de l'expérience H1 et CTEQ6M pour l'observable F_2 [110].	47
3.5	Test de CTEQ6M pour la section efficace inclusive de production de jet (à gauche) D0 pour différente tranche en rapidité et (à droite) CDF pour la rapidité centrale $\eta < 0.5$ [110]	48
3.6	Comparaison entre les données des expériences H1 et ZEUS avec GJR08 pour l'observable F_2 [112].	49
3.7	Test de GJR08 pour la section efficace inclusive de production de jet pour des collision $p\bar{p}$ aux énergies Tevatron [112].	49
3.8	Sections efficaces pour des collisions proton-proton à différentes énergies dans le centre de masse. Pour des hautes énergies : la section efficace de production de jets, dans le cadre du modèle des partons, est supérieure à la section efficace totale [119].	51
3.9	L'impulsion transverse moyenne en fonction de la multiplicité des particules chargées pour des collisions pp aux énergies Tevatron (1.8 TeV), comparaison des données avec différentes paramétrisation de PYTHIA et Herwing [120].	52

3.10	Dépendance de l'impulsion transverse moyenné en fonction de la multiplicité des particules chargées. Comparaison entre le jeu de données <i>Run I</i> et le jeu de données <i>Run II</i> . Figure extraite de [121].	53
3.11	Comparaison entre les données <i>Run II</i> et PYTHIA 6.214 pour l'impulsion transverse moyenné en fonction de la multiplicité des particules chargées. Figure extraite de [121].	53
3.12	L'impulsion transverse moyenne en fonction de la multiplicité des particules chargées pour des collisions <i>pp</i> aux énergies Tevatron (1.8 GeV), comparaison des données avec EPOS.	54
3.13	Diffusion hadronique dans la théorie de Gribov-Regge. Les traits pleins rouges représentent les pomérons échangés en parallèle : $G(s, b)$	56
3.14	Représentation graphique d'une contribution à l'amplitude élastique de la diffusion proton-proton.	58
3.15	Représentation graphique d'une contribution à l'amplitude élastique de la diffusion A-B : deux nucléons du projectile interagissent avec deux nucléons de la cible.	59
3.16	Deux éléments de base dans les interactions multiples : à gauche, une échelle de parton fermée représentant une interaction élastique ne produisant pas de particules et à droite, une échelle de parton ouverte qui représente une interaction élastique produisant des particules.	60
3.17	Illustration d'une corde dans le modèle de Lund entre deux partons produits dans une collision e^+e^- [140].	61
3.18	Illustration du mécanisme de formation de segments de cordes : à chaque brisure, des paires $q\bar{q}$ sont créées [33].	61
3.19	Illustration de la méthode directe de recherche des points de brisure d'une corde dans EPOS. Sur la surface proprebalayée par la corde dans l'espace de Minkowski, les aires A_1 , A_2 , A_3 sont placées successivement entre l'aire précédente et le dernier point de brisure. [145]	63
3.20	Illustration des différents mécanismes de production de baryons dans le modèle des cordes : (a) le modèle Diquark (b) le modèle <i>Simple Popcorn</i> (c) le modèle <i>Advanced Popcorn</i> [149, 150].	65
3.21	Production de baryons dans le modèle des diquarks : au point de brisure une paire diquark-antidiquarks est produite : les segments de cordes ainsi produits permettent d'identifier des baryons.	65
3.22	Production de baryons dans le modèle popcorn simple : un méson M est produit entre les deux baryons.	66
3.23	Illustration des contributions au spectre en rapidité des particules provenant de la fragmentation d'échelles (ligne en trait plein) et des particules provenant de la fragmentation des restes des projectiles et cibles (trait pointillé) dans EPOS (vue d'artiste) [154].	67
3.24	Pb-Pb à 5.5 TeV : distribution en pseudorapidité pour différentes centralités dans EPOS, [171]	73

3.25	Pb-Pb à 5.5 TeV : Distribution en pseudorapidité issue d'extrapolation des données du RHIC [170]	73
3.26	Pb-Pb à 5.5 TeV : Distribution en pseudorapidité pour DPMJET-III [157]	74
3.27	Pb-Pb at 5.5 TeV : Distribution en p_T à $\eta = 0$ pour EPOS [171] . .	75
3.28	Pb-Pb at 5.5 TeV : Distribution en p_T à $\eta = 0$ pour EKRT [159] . .	75
3.29	Comparaison entre EPOS (en rouge) et EKRT (spectre pQCD, en bleu) pour le spectre en p_T a $\eta = 0$ pour la collision la plus central (0-5%)	76
3.30	Pb-Pb at 5.5 TeV : (à droite) Distribution en p_T à $\eta = 0$, (à gauche) Distribution en pseudorapidité pour Hijing/ $B\bar{B}$ [158].	76
3.31	Pb-Pb à 5.5 TeV : dépendance en centralité pour EPOS [171]. Sur le premier graphique, les points illustrent des données du Tevatron qui indiquent que cette obesrvable n'est pas une constante.	78
3.32	Pb-Pb à 5.5 TeV : dépendance en centralité pour une extrapolation des données [170].	78
3.33	Pb-Pb à 5.5 TeV : dépendance en centralité pour DPMJET-III [157].	79
3.34	Pb-Pb à 5.5 TeV : R_{AA} à $\eta = 0$ issu d'EPOS [171].	80
3.35	Pb-Pb at 5.5 TeV : R_{AA} pour Hijing/ $B\bar{B}$ [158].	80
3.36	Pb-Pb à 5.5 TeV : R_{AA} pour <i>String Percolation</i> [156].	81
3.37	Pb-Pb à 5.5 TeV : R_{AA} pour EKRT [173].	81
3.38	Collision schématique de deux protons : radiation d'état initial(ISR) (2), processus dur (3) et radiation d'état final (FSR) (4) [179] . . .	85
4.1	Illustration d'une échelle de partons : molle ou dure.	93
4.2	Une échelle molle. Le « blob » illustre la paramétrisation à la mode Regge.	94
4.3	Une échelle dure avec évolution QCD (émission de partons) par l'opérateur E_{QCD} et processus durs $2 \rightarrow 2$ (σ_{Born}).	95
4.4	Une échelle semi-dure, le centre de l'échelle est identique a l'échelle dure, en bout d'échelle, la pré-evolution molle E_{soft}	97
4.5	Classe des termes correspondant à une interaction inélastique [154].	100
4.6	Le flux de couleurs des partons permet de trouver la configuration des cordes [145].	102
4.7	Double objet croisé dans la formation des cordes pour les échelles (1 et 2 proviennent de la cible, 3 et 4 du projectile). Les restes des projectiles et cibles sont ainsi blancs et excités.	103
4.8	Une interaction parton-parton basique. Chaque parton interagit avec un seul autre.	103
4.9	Schéma d'une ré-interaction d'un parton avec un deuxième parton : partage d'échelle. Ce partage peut créer une deuxième échelle inélastique (à gauche) ou élastique (à droite).	104

4.10	Dans une collision noyau-noyau : une zone de forte densité de fragments de cordes : le core en rouge et une zone de faible densité : la corona en jaune.	105
4.11	Le flow elliptique v_2 en fonction de la pseudo-rapacité η dans les collisions d'ions lourds (Au-Au) à 200 GeV, pour les conditions initiales paramétrisées, pour différentes classes de centralités, comparé aux données de [201, 202]. Sur chaque graphique, les 3 courbes font référence à trois descriptions différentes de l'hadronisation [77]. . . .	106
4.12	Le flow elliptique v_2 en fonction de la pseudo-rapacité η dans les collisions d'ions lourds (Au-Au) à 200 GeV, pour les conditions initiales données par EPOS, pour différentes classes de centralités, comparé aux données de [201, 202]. Sur chaque graphique, les trois courbes font référence à trois descriptions différentes de l'hadronisation [77].	107
4.13	Formation des cordes : la longueur varie, fort recouvrement au centre : condition initiale participe à la forme triangulaire pour l'évolution hydrodynamique [203].	107
4.14	Illustration de la surface d'hadronisation.	108
4.15	Densité d'énergie à $\eta_s = 0$ et $b = 8.2$ fm pour différents temps : $\tau = 0.6$ fm/c, $\tau = 3.6$ fm/c et $\tau = 6.6$ fm/c pour des collisions Au-Au à 200 GeV [203].	109
4.16	Vitesse radiale à $\eta_s = 0$ et $b = 8.2$ fm pour différents temps : $\tau = 0.6$ fm/c, $\tau = 3.6$ fm/c et $\tau = 6.6$ fm/c pour des collisions Au-Au à 200 GeV [203].	110
4.17	Densité d'énergie à $\tau = 4.6$ fm/c et $b = 5.8$ fm pour différentes position en rapidité spatiale η_s pour des collisions Au-Au à 200 GeV [203].	110
4.18	Spectre en rapidité pour une collision proton-proton à 200 GeV. . . .	111
4.19	Spectre en impulsion transverse pour une collision proton-proton à 200 GeV.	112
4.20	Spectre en rapidité pour une collision proton-anti-proton à 1800 GeV.	112
4.21	Spectre en impulsion transverse pour une collision proton-proton à 1800 GeV.	113
4.22	Impulsion transverse moyenne pour une collision proton-proton à 1800 GeV.	113
4.23	Spectre en impulsion transverse pour une collision p+Au à 200 GeV.	114
4.24	Spectre en impulsion transverse pour des collisions Au+Au à 62 GeV, suivant différentes classes de centralité.	114
4.25	Spectre en impulsion transverse pour des collisions Au+Au à 200 GeV, suivant différentes classes de centralité.	115
4.26	Spectre en impulsion transverse pour des collisions Cu+Cu à 200 GeV, suivant différente classe de centralité.	115
4.27	Moment longitudinal pour une collision $K^+ + C$ à 100 GeV	116

4.28	Vision schématique des différentes composantes d'une gerbe atmosphérique	117
4.29	Spectre des rayons cosmiques, présentant le flux de particules en fonction de l'énergie. Sont représentées par des flèches rouges les énergies des différent collisionneurs [207].	118
4.30	Densité de muon pour l'expérience Auger : EPOS est le seul modèle à encadrer les données avec les simulations proton et fer [208]. . . .	119
5.1	Illustration des interactions multiples : échange d'échelles de partons en parallèle, l'énergie est partagée entre les échelles.	122
5.2	Schéma illustrant la procédure itérative pour la génération de partons des radiations initiales sur le premier côté de l'échelle.	123
5.3	Illustration graphique des contributions σ_{hard} , σ_{ord} et σ_{born}	123
5.4	Représentation graphique de l'expression de σ_{hard} en fonction de σ_{ord} (dernier terme en triangle).	124
5.5	Représentation graphique de l'expression de σ_{ord} en fonction de σ_{born} (dernier terme).	125
5.6	Définition des différentes variables le long de l'échelle.	128
5.7	Structuration de l'échelle en blocs indépendants : Le bloc E , comme définie par l'équation (5.16) représente l'évolution entre l'entrée dans l'échelle et le processus Born. Le bloc K , définie par l'équation (5.20), représente le processus Born.	129
5.8	Illustration du bloc N en fonction de x_{PE} : pas de résolution sur l'intérieur de l'échelle.	130
5.9	Illustration du bloc S en fonction de $x_{\text{PE}}, x_{\text{IB}}$: résolution sur l'intérieur de l'échelle.	132
5.10	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{\text{non-AGK}}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	135
5.11	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : EPOS analytique; Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.	135

- 5.12 Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{\text{non-AGK}}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C). 136
- 5.13 Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{\text{non-AGK}}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C). 136
- 5.14 Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{\text{non-AGK}}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C). . . . 137
- 5.15 Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), sommé sur les émissions (5) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{\text{PE}}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S 139
- 5.16 Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas sans émission (1) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{\text{PE}}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S 140
- 5.17 Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas avec émission du côté + uniquement (2) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{\text{PE}}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S 140

5.18	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas avec émission du côté - uniquement (3) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{\text{PE}}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .	141
5.19	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas avec émission des deux côtés (4) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{\text{PE}}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .	141
5.20	Comparaison avec les fonctions de distributions partoniques. En trait plein rouge : EPOS test D. Les autres courbes correspondent au même calcul avec l'utilisation de PDF discuté dans la section 3.1.1 : en pointillé vert GRV, trait-point jaune GJR08 et en pointillé bleu : CTEQ6.	142
5.21	Comparaison avec les fonctions de distributions partoniques. En haut : ratio entre EPOS et GRV, en dessous : ratio EPOS/GJR, en dessous : ratio EPOS/CTEQ, en bas : ratio GJR08/CTEQ6.	143
5.22	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions. (graphique du bas) pour EPOS 1.99. En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.	145
5.23	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (41), dans le cas sans émission. (graphique du bas) pour EPOS 1.99. En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.	146
5.24	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.99. (graphique du bas) En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.	146

5.25	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.99.(graphique du bas) En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.	147
5.26	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.99. (graphique du bas) En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.	147
5.27	Spectre en $p_{\perp\text{OB}}$ sommé sur tous les types d'échelle et sur tous les cas d'émission pour EPOS 1.99. En trait plein rouge : EPOS analytique, étoiles rouges : l'ancien Monte-carlo, en points bleus : le nouveau Monte-carlo.	149
5.28	Contribution des différentes zones en $x_{\text{IB}}^+ * x_{\text{IB}}^-$ au spectre en $p_{\perp\text{OB}}$. $x_{\text{IB}}^+ * x_{\text{IB}}^- < 0.01$ contribue uniquement aux très petits $p_{\perp}$. Plus le produit augmente, plus il contribue au spectre pour des $p_{\perp\text{OB}}$ plus grands.	155
5.29	Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	156
5.30	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	156
5.31	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 10$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	157

5.32	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	157
6.1	Illustration d'un échec de la méthode d'intégration de Gauss-Legendre : dû à la distribution des noeuds, la valeur de l'intégrale est sous-estimée.	161
6.2	Forme de la fonction $f_{\pm}$ (équation (5.28)) pour la tabulation et l'interpolation. Si un pas logarithmique permet de reproduire la zone $x_{\text{IB}} < 0.5$, il n'est pas efficace pour la zone $x_{\text{IB}} > 0.5$	164
6.3	Interpolation de $f_{\pm}$ dans la région $x_{\text{IB}} > 0.5$. Carré et points confondus : les valeurs de $f_{\pm}$ sont superposées aux valeurs interpolées. Courbes : les différents polynômes utilisés pour interpoler la fonction.	165
6.4	Fonction E pour le cas Sea-Sea, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.	166
6.5	Fonction E pour le cas Val-Sea, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.	167
6.6	Fonction E pour le cas Sea-Val, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.	168
6.7	Fonction E pour le cas Val-Val, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.	169
6.8	Illustration de la méthode de Monte Carlo : détermination de la surface d'un lac [218].	170
6.9	Illustration de différentes formes pouvant être prises par la fonction $S_{\text{int}} = \int dx_{\text{IB}}^- S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^+	172
6.10	Illustration de différentes formes pouvant être prises par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^-	173
6.11	Illustration de différentes formes pouvant être prises par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^-	174
6.12	Illustration de différentes formes pouvant être prise par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^- . En rouge S , en jaune le Monte Carlo, dans les autres couleurs la proposition.	178
6.13	Illustration de différentes formes pouvant être prise par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^- . En rouge S , en jaune le Monte Carlo, dans les autres couleurs la proposition.	179

7.1	Vision schématique de la fragmentation d'un parton en jet : passage du monde des partons au monde des hadrons par l'intermédiaire d'une fonction de fragmentation.	182
7.2	21 GeV di-jet vu dans un événement central Au+Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans le détecteur STAR [227].	183
7.3	Les hadrons produits lors de l'hadronisation d'un parton en jet sont majoritairement contenus dans un cône de rayon R	183
7.4	Section efficace inclusive de production de jet dans une collision $p\bar{p}$ à différentes énergies, comparées à un calcul théorique utilisant des PDF de type Duke-Owens (calcul arbitrairement multiplié par deux) [228].	185
7.5	Section efficace inclusive de production de jet à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans une collision $p\bar{p}$: comparaison entre EPOS et les données de UA1 [228].	186
7.6	Ratio entre les données de UA1 et les différents calculs : en haut : UA1/EPOS, au milieu : UA1/NLO, en bas : NLO/EPOS.	187
7.7	Section efficace inclusive de production de jet dans une collision pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV, comparées à un calcul théorique QCD NLO [229].	188
7.8	Section efficace inclusive de production de jet à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans une collision pp : comparaison entre EPOS et les données de STAR [229].	189
7.9	Ratio entre les données de STAR et les différents calculs : en haut : STAR/EPOS, au milieu : STAR/NLO, en bas : NLO/EPOS.	190
7.10	Comparaison entre les données de STAR ($R = 0.4$) et les données de UA1 ($R = 0.7$)	191
7.11	Identifications de deux jets dans les traces de particules, figure extraite de [233].	193
7.12	Trace de particules : voit-on trois (au milieu) ou quatre (à droite) jets? Figure extraite de [233].	193
7.13	Représentation graphique 2D et 3D des distributions de particules dans l'espace des phases et des impulsions transverses dans l'espaces des phases pour un événement particulier d'une collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV contenant au moins un particule avec $p_{\perp} > 10$ GeV/c [239].	197
7.14	Profils en impulsion transverse en η (à gauche), en ϕ (milieu) et profil en énergie en fonction de η (à droite) pour un événement particulier d'une collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV contenant au moins un particule avec $p_{\perp} > 10$ GeV/c [239].	198
7.15	Rapport Λ/K_s^0 mesuré à rapidité centrale par l'expérience STAR dans les collisions Au-Au pour différentes classes en centralité et dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV [246].	201
7.16	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ pour une collision $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 630$ GeV. Les courbes rouges provenant des incertitudes sur les paramètres extraits, plus de précisions dans [150].	202

7.17	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 14 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration <i>bulk</i> , en bleu la configuration <i>jet</i>	203
7.18	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 14 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration <i>bulk</i> , en bleu la configuration <i>jet</i> . En jaune, la configuration <i>bulk</i> sans hydrodynamique dans EPOS (mini plasma option off)	203
7.19	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 200 GeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration <i>bulk</i> , en bleu la configuration <i>jet</i>	204
7.20	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 1.8 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration <i>bulk</i> , en bleu la configuration <i>jet</i>	204
7.21	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 5.5 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration <i>bulk</i> , en bleu la configuration <i>jet</i>	205
7.22	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 10 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration <i>bulk</i> , en bleu la configuration <i>jet</i>	205
7.23	Synthétisation de toutes les courbes discutées pour le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans EPOS sur le même schéma.	206
7.24	Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans STAR pour les ions lourds, pp et une sélection sur les jets.	207
B.1	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.	215
B.2	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	216

B.3	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	216
B.4	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	217
B.5	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.	217
B.6	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	218
B.7	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	218
B.8	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	219

B.9	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.	219
B.10	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	220
B.11	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	220
B.12	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).	221
B.13	Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.	221

- B.14 Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C). 222
- B.15 Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C). 222
- B.16 Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C). 223

Liste des tableaux

2.1	Estimation de la densité d'énergie atteinte dans les différents systèmes suivant le scénario de Bjorken.	18
2.2	Les différentes prises de données du collisionneur RHIC et leurs caractéristiques.	20
2.3	La capacité de la machine LHC : exemple d'énergie dans le centre de masse et de luminosité attendue pour différents systèmes au LHC.	22
3.1	Fonctions de distribution partonique (PDF).	50
3.2	$dN/d\eta$ à $\eta = 0$ dans les collisions Pb-Pb les plus centrales pour différents modèles à 5.5 TeV.	72
4.1	Les différents sous-processus durs disponibles dans EPOS.	96
6.1	Tableau recapitulatif des formes des propositions utilisées dans les différentes zones pour la fonction S_{int} . La variable a indique le type de l'échelle (1 : sea-sea, 2 : val-sea, 3 : sea-val, 4 : val-val). b et c indique s'il y a émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle (0 : sans émission, 1 : avec émission).	176
6.2	Tableau recapitulatif des formes des propositions utilisées dans les différentes zones pour la fonction S . La variable a indique le type de l'échelle (1 : sea-sea, 2 : val-sea, 3 : sea-val, 4 : val-val). b et c indique s'il y a émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle (0 : sans émission, 1 : avec émission).	177
A.1	Tableau des expressions des sections efficaces différentielles pour les sous-processus durs $2 \rightarrow 2$	214

Chapitre 1

Introduction

*Dès lors, s'ils pouvaient s'entretenir entre eux,
ne penses-tu pas qu'ils croiraient nommer
les objets réels eux-même
en nommant les ombres qu'ils verraient ?
Platon, La République, début du livre VII*

Le physicien qui observe le monde à travers le prisme d'un collisionneur de particules est-il l'homme enchaîné de l'allégorie de la caverne de Platon, celui qui ne voit que les ombres des choses et les échos des sons, ou est-il au contraire l'homme qui se défait de ses chaînes et contemple le monde réel au grand jour ?

Les collisionneurs accélèrent des particules jusqu'à des vitesses proches de la vitesse de la lumière, ils les font entrer en collision dans le but de sonder la matière, comprendre son comportement dans des conditions extrêmes, ainsi que ses propriétés fondamentales. Ce type de grands accélérateurs sont peu nombreux, on compte le SPS, le RHIC, le Tevatron, le GSI et le LHC (ils seront présentés dans le premier chapitre). Cette thèse s'inscrit dans la physique du LHC et dans la transition en énergie RHIC-Tevatron-LHC.

Parmi les systèmes de collisions, nous aurons l'occasion d'aborder les collisions proton-proton et d'ions lourds. Dans le premier chapitre, nous présenterons le contexte physique lié aux collisions d'ions lourds à savoir le plasma de quarks et de gluons. Il s'agit d'un état particulier de la matière pouvant être produit dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Dans ses premières fractions de secondes d'existence après le Big-Bang, l'univers primordiale serait passé par une phase de plasma de quarks et de gluons. Par la suite, nous discuterons la phénoménologie des collisions proton-proton et ions lourds. Je définirai alors les processus dits « mous » et les processus dits « durs ». Finalement, nous présenterons des observables de choix dans l'étude du plasma de quarks et de gluons et nous constaterons que l'étude des particules de hautes impulsions transverses et les jets représentent une physique d'intérêt qui sera entre autre étudiée par l'expérience ALICE.

Dans un second chapitre, nous présenterons les fondements théoriques liés à ce travail de thèse, à savoir le modèle des partons et la théorie de Gribov-Regge. Nous motiverons l'importance des interactions multiples dans la compréhension des collisions. Nous discuterons un modèle appelé la *Parton-based Gribov-Regge Theory* qui permet de résoudre des problèmes inhérents aux deux modèles précédents. Nous présenterons par la suite EPOS, générateur d'événements fondé sur la *Parton-based Gribov-Regge Theory*. Pour comprendre le contexte de la physique des ions lourds, nous mènerons une étude comparative entre EPOS et d'autres modèles pour les collisions d'ions lourds sur des prédictions pour le LHC. Finalement, nous aborderons la notion de générateur d'événements dans son ensemble et plus particulièrement PYTHIA, un générateur de référence.

Dans une troisième section nous présenterons le fonctionnement global d'EPOS et son souhait, en tant que générateur d'événements, d'être en mesure de reproduire tous les aspects d'une collision. EPOS met en place l'échange en parallèle d'interactions élémentaires ou échelle de différentes natures (molle ou semi-dure). ce formalisme permet de traiter les interactions multiples et la conservation d'énergie. Nous aborderons alors la notion de section efficace partielle, élément essentiel de la théorie. Nous discuterons rapidement l'implémentation des effets collectifs dans EPOS et nous finirons par présenter une revue des succès d'EPOS pour la physique des collisionneurs et la physique des Rayons Cosmiques. Cette thèse s'inscrit dans le cadre du développement d'EPOS.

Ces trois chapitres nous seront nécessaires pour aborder la problématique de cette thèse qui concerne les processus durs et leur génération dans des événements complets. Dans le chapitre 4, nous présenterons la production de processus durs dans la version d'EPOS antérieure à cette thèse, nous expliquerons ses limitations quant à la production d'événements rares. Nous détaillerons alors l'implémentation des processus durs avec une méthode de sélection fondée sur une structuration en blocs indépendants qui nous permettra de générer facilement des particules de haut $p_{\perp}$. La méthode sera détaillée et testée, aussi bien avec des tests théoriques internes au modèle, qu'avec des comparaisons externes (fonctions de distribution partoniques et données).

Dans un cinquième chapitre, nous aborderons toutes les difficultés techniques liées à cette thèse, à savoir l'utilisation de techniques numériques avec le soucis constant d'optimiser les temps de calcul afin de produire avec EPOS un outil performant et efficace qui soit capable de produire des événements rapidement. Nous aborderons l'intégration par la méthode de Gauss-Legendre, la problématique de la tabulation et de l'interpolation et finalement, la méthode d'acceptation-rejet pour la sélection de variables suivant une distribution de probabilité par Monte-Carlo. Nous expliquerons comment une formulation précise de la procédure permet une application facile à la méthode de sélection des processus rares.

Avant de conclure, nous discuterons dans le chapitre 6 trois études menées avec EPOS sur la physique des jets. Nous présenterons la section efficace de production de jets dans les collisions pp et $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV en comparant EPOS aux données préliminaires de STAR et UA1. Nous aborderons le couplage entre EPOS et un *jet finder* pour l'identification des jets. Finalement, nous commenterons la différence de production d'étrangeté dans les jets et dans le reste de l'événement.

Ainsi, cette thèse s'articule autour de 6 chapitres détaillant la physique des processus durs dans les collisions ions lourds et proton-proton aux énergies LHC.

Chapitre 2

La matière et le plasma de quarks et de gluons

*Three Quarks for Muster Mark.
James Joyce, Finnegans Wake*

2.1 Entrée en matière

Le plasma de quarks et de gluons (QGP) [1] est l'état supposé de la matière quelques fractions de seconde après le Big-Bang. Cet état de la matière a été prédit en 1975 par messieurs Collins, Perry, Cabibbo et Parisi [2, 3]. Des théories indiquent que dans ses premières fractions de seconde d'existence, l'univers était chaud et dense, il serait passé par une phase où sa densité est telle que la matière est déconfinée. L'univers forme une soupe primordiale, le QGP. Il aurait alors subi une transition de phase vers la matière hadronique.

La matière est composée d'atomes, formés par un nuage d'électrons orbitant autour d'un noyau. Celui-ci est un « agrégat » de nucléons : protons et neutrons. La cohésion du noyau est assurée par l'interaction forte au niveau nucléaire. Les nucléons ne sont pas des particules élémentaires, ils sont composés de quarks qui sont à l'heure actuelle les constituants élémentaires de la matière. Les quarks sont confinés dans les nucléons par l'interaction forte, véhiculée par les gluons. Les gluons subissent également la force qu'ils véhiculent. La théorie décrivant le comportement des quarks et des gluons est la chromo-dynamique quantique (QCD). Nous pouvons voir sur la Figure 2.1 les différents niveaux d'organisation de la matière jusqu'aux quarks constituants. Parmi les particules, sont distingués les leptons (électrons, muons, taus, et les neutrinos associés) qui sont des particules élémentaires, et les hadrons. Dans la famille des hadrons, on distingue les mésons, composés d'un quark et d'un antiquark et les baryons composés de trois quarks.

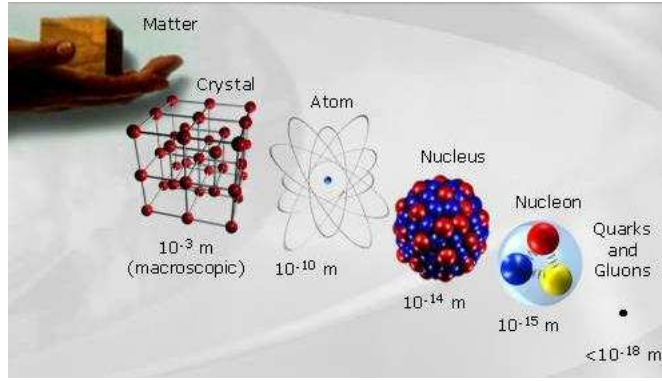


FIG. 2.1 – Les différents niveaux d'organisation de la matière

2.1.1 La chromodynamique quantique : description des constituants élémentaires de la matière

Le mot « chromodynamique » provient du mot grec *chrôma* qui signifie couleurs. En effet, les quarks, en plus d'exister sous plusieurs saveurs existent sous trois couleurs. La couleur est un nombre quantique. Dans les hadrons, plusieurs quarks ne peuvent exister avec les mêmes nombres quantiques (principe d'exclusion de Pauli). Ainsi, les quarks vont porter des couleurs différentes (rouge, vert ou bleu) de façon à former une particule « blanche » (en référence aux couleurs primaires en optique).

Un des concepts fondamentaux de la QCD est celui de la liberté asymptotique mis en évidence en 1973 par Gross, Wilczek et Politzer [4, 5] : la force diminue lorsque les quarks ou les gluons sont proches. À l'opposée, la force entre les quarks et gluons augmente si la distance entre eux tend à augmenter. À très courte portée, les quarks et les gluons sont libres de se mouvoir, mais à des échelles plus grandes (échelle des particules par exemple), ils sont très fortement confinés dans les hadrons. Ainsi, on ne peut pas observer de quarks libres dans la nature. Gross, Wilczek et Politzer reçurent le prix Nobel de physique en 2004 pour ces travaux.

Une des grandeurs caractéristiques de la QCD est la constante de couplage α_s . L'équation suivante nous présente la forme de α_s dans la limite $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$ à l'ordre dominant :

$$\alpha_{\text{QCD}}(Q^2) = \alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}nf)\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}}. \quad (2.1)$$

Q^2 est la virtualité et correspond à l'impulsion transférée dans l'interaction. Λ_{QCD} est l'échelle typique de la QCD. C'est un paramètre de la théorie, déterminé par l'expérience. Dans les années 80, différentes études ont situé sa valeur entre 0.1

et 0.5 GeV [6]. Des études plus récentes ont réduit la fourchette, qui serait plutôt autour de 0.2 – 0.3 GeV [7]. n_f est le nombre de saveurs disponibles, $n_f = 2, \dots, 5$ dans [8]. Plus Q^2 augmente, plus α_s devient petit : les quarks sont vus comme des particules quasi-libres. Ce mécanisme est illustré sur la Figure 2.2 qui présente un résumé des mesures expérimentales de ce phénomène, comparé à une prédiction QCD explicité dans [8]. Finalement, les observables qui mettent en jeu de fortes virtualités (Q^2), impliquent un couplage faible et donc la possibilité d'effectuer des calculs en QCD perturbative. Nous avons désormais les particules et le cadre théorique de l'interaction forte : la QCD. Intéressons-nous maintenant à la matière hadronique.

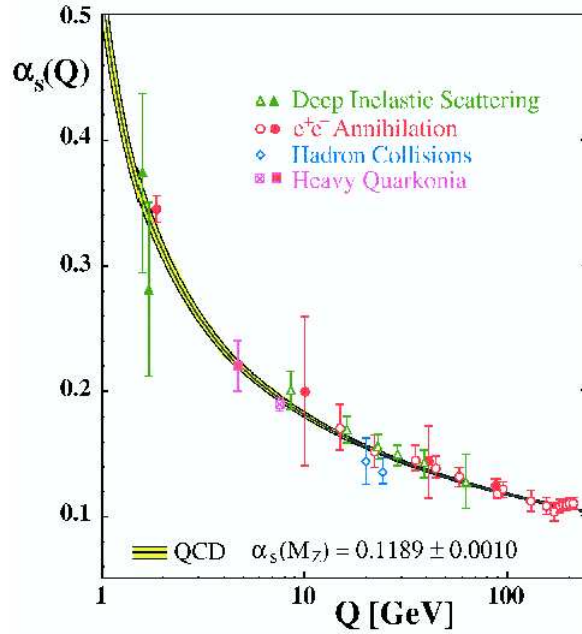


FIG. 2.2 – La constante de couplage de l'interaction forte : α_s [8].

2.1.2 Le diagramme des phases de la matière hadronique

La transition de phase de la matière hadronique vers un plasma de quarks et de gluons réalisable en laboratoire est prédite par les calculs de la chromodynamique quantique sur réseau [9,10]. La QCD sur réseau, introduite en 1974 par K.G.Wilson [11], est une version discrétisée de la théorie. Lorsque α_s est trop grand, la QCD perturbative n'est plus applicable. La solution, pour calculer numériquement des grandeurs non perturbatives, est de discrétiser l'espace-temps formant alors un réseau [12]. Cette transition aurait lieu à $T_c \approx 175$ MeV pour trois saveurs [13].

Pour comprendre ceci, nous pouvons faire une analogie avec l'eau qui existe

sur Terre sous trois états : solide, liquide, gaz. En modifiant les conditions par exemple de température ou de pression, on peut passer d'un état à l'autre. On peut reporter les changements de la matière hadronique sur un diagramme des phases de l'interaction forte de même que l'on peut répertorier les différents états de l'eau sur un diagramme des phases [14]. Ainsi, nous pouvons voir sur la Figure 2.3 ses différentes phases possibles. En abscisse nous avons la densité baryonique μ_B qui représente la différence (*quark – antiquark*) et en ordonnée : la température. Le demi-cercle bleu, en bas, représente la matière hadronique à l'état stable (noyau). La zone au dessus, délimitée par l'arc de cercle rouge représente l'état gaz de hadrons. La zone au dessus de cet arc de cercle est la zone du QGP. La flèche sur le côté à gauche correspond à la transition réalisée par l'univers primordial, proche de $\mu_B = 0$. Le cas $\mu_B = 0$ correspond au cas où il y a autant de matière que d'anti-matière. La double flèche noire indique les transitions réalisées dans les accélérateurs de particules, tel que SPS (*Super Proton Synchrotron*, RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) et LHC (*Large Hadron Collider*) : 1, 2 et 3 sur la figure. Le carré 4 indique la possible transition envisagée au collisionneur FAIR (*Facility for Antiprotons and Ions Research*) au GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*), actuellement en construction.

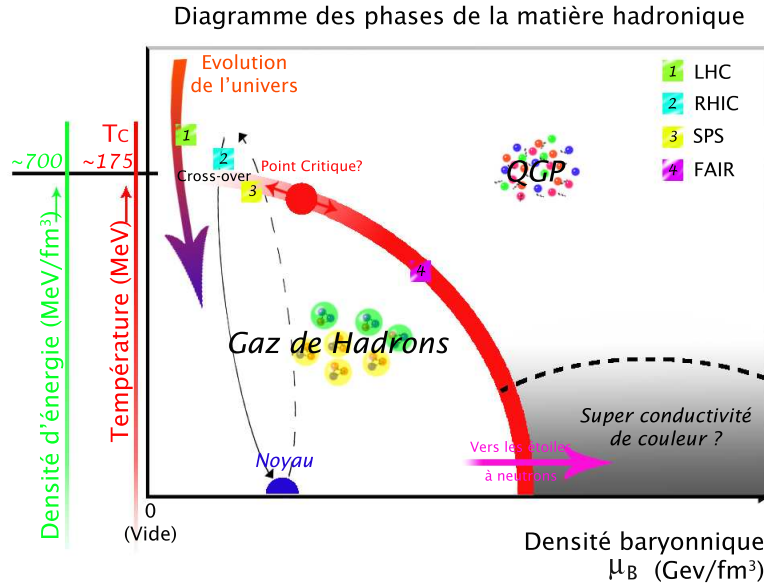


FIG. 2.3 – Transition de phase de la matière hadronique [15].

Lorsque la température augmente, l'intensité de la force forte devient faible. Les degrés de liberté deviennent les quarks et les gluons qui ne sont alors plus confinés dans les hadrons : c'est le plasma de quarks et de gluons. Le mot « plasma » est initialement utilisé pour définir des états de matière où les constituants sont

électriquement chargés (plasma électronique). Ici, une analogie est faite avec des charges de couleur [16]. Le terme « plasma de quarks et de gluons » a été proposé par Shuryak en 1978 [1].

La transition de phase effectuée dans les accélérateurs RHIC et LHC se situe à petit μ_B où vraisemblablement la transition est de type *crossover*. À contrario, à grand μ_B , il s'agit d'une transition de phase du premier ordre [16–18]. Ces deux termes seront explicités en nous référant à la Figure 2.3 sur laquelle le point rouge représente le point critique : là où les deux types de transition se rejoignent. La position exacte de ce point est encore soumise à débat, cette transition se situe aux alentours de $T_E = 160 \pm 3.5$ MeV et $\mu_E = 725 \pm 35$ MeV [18]. À ce point, la transition serait du second ordre [17, 18]. En thermodynamique, une transition est du premier ordre lorsqu'une des variables change de façon discontinue. La transition vers un QGP serait de type *crossover*. Il s'agit alors d'une transition continue et douce, sans transition de phase brusque. De récents travaux indiquent que la transition serait du type *analytic cross-over*. Ainsi, il n'y aurait pas une unique température de transition T_c , mais différentes observables qui amènent à différentes valeurs numériques de T_c [13, 19]. Les auteurs de [13] indiquent qu'une étude fondée sur la susceptibilité chirale prédit une température de $T_c \approx 151$ MeV, tandis qu'une étude fondée sur la susceptibilité du nombre de quarks étranges donne : $T_c \approx 175$ MeV et sur les boucles de Polyakov, $T_c \approx 176$ MeV. Nous pouvons voir ici que la compréhension du diagramme des phases de la matière hadronique est un domaine actif de la recherche dans la physique des ions lourds qui n'est toujours pas clos.

Sur le diagramme 2.3, nous pouvons observer pour les grandes valeurs de μ_B une phase appelée super conductivité de couleur. Cet état de la matière encore mal compris, a été suggéré en 1984 par Bailin et Love [20] et a ensuite été grandement développé [21]. Nous ne rentrerons pas ici dans une explication détaillée de cette partie du diagramme des phases. Mentionnons simplement qu'il s'agit d'un état de superconduction de la couleur, en analogie avec les métaux qui deviennent superconducteurs aux très basses températures. Cet état superconducteur de couleurs pourrait être présent dans certaines étoiles à neutrons.

Ainsi, le plasma de quarks et de gluons est un état de la matière bien particulier, comme nous l'avons mentionné, dont l'existence a été prédite en 1975. Ce plasma est un état dans lequel les quarks et les gluons sont déconfinés sur une distance plus large que celle des hadrons. Aux densités extrêmes, quand plusieurs hadrons sont comprimés dans un volume initialement occupé par un seul hadron, le milieu devient un environnement dense dans lequel, les quarks et les gluons peuvent se mouvoir librement [22]. L'existence de cette matière est due à la propriété de liberté asymptotique (cf. équation (2.1)). Dans une première description de ce plasma les quarks interagissaient faiblement entre eux tel un gaz idéal de quarks et de gluons sans masse. Il existerait plusieurs formes de plasma. Le premier est le wQGP pour QGP en faible interaction. Les propriétés de la QCD nous assurent

que pour des températures suffisamment hautes $T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$, la phase plasma est faiblement couplée. Les particules en interaction sont caractérisées par un couplage faible ($\alpha_s \ll 1$). Dans ce régime, le wQGP est un gaz idéal de ses constituants fondamentaux : les quarks et les gluons [23]. Nous allons discuter dans la section suivante une autre forme de QGP, à savoir le QGP en couplage fort ou sQGP.

2.1.3 Plasma de quarks et de gluons en couplage fort (sQGP)

Les premiers résultats expérimentaux du RHIC ont amenés les théoriciens, tel que messieurs Shuryak et Zahed, à se poser les deux questions suivantes : « y-a-t-il des états liés de quasi-particules après la transition de phase de la QCD ». En d'autres termes, des états liés tel que $c\bar{c}$ peuvent-ils exister dans le QGP ? « Pourquoi est-ce que le QGP se comporte comme un liquide plus ou moins parfait plutôt que comme un gaz dilué de quasi-particules ? ». Observons-nous réellement le QGP en faible interaction tel que prédit dans les années 70, ou observons-nous quelque chose de quelque peu différent qui serait en forte interaction : le plasma de quarks et de gluons de forte interaction ou sQGP [24].

La réponse sera formalisée par Gelman, Shuryak et Zahed dans [23] et [25] où ils proposent un modèle de *Classical Strongly Coupled QGP* ou cQGP. Ainsi, ils argumentent que les propriétés du QGP, dans une région de $1 - 1.5 T_c$, peuvent être modélisées par un gaz de quasi-particules massives, classiques et non relativistes, interagissant par de fortes, mais classiques, charges de couleurs. Ils ajoutent que leurs résultats indiquent l'existence de plusieurs phases allant d'une phase gaz à couplage faible à une phase cristal d'interaction forte et d'ordonnement de couleurs (type ferromagnétique pour l'analogie avec les matériaux), en passant par une phase liquide au couplage intermédiaire [23] .

Sur le même sujet de la description des propriétés de la matière observée dans les accélérateurs, M. Satz nous rappelle dans [22] que, au-dessus de la température critique T_c , les quarks et les gluons existent dans un milieu déconfiné. Il insiste cependant sur le fait que le déconfinement n'implique pas nécessairement l'absence d'interactions. Ce qu'elle implique est la disparition d'états liés neutres en couleur. Il nous indique que la présence d'une interaction forte dans le plasma a été interprétée de différentes façons dont la description par un grand nombre d'états de résonances de couleurs [24] comme expliqué précédemment. Il argumente que des études récentes sur les degrés de liberté du QGP semblent indiquer qu'une description fondée sur une masse thermique des quarks est intéressante [26].

Nous avons vu dans cette section que la matière hadronique peut exister sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons. Nous avons également montré que la compréhension du diagramme des phases de la matière hadronique occupe les physiciens depuis les années 70. Cependant le QGP observé au RHIC n'a pas strictement les propriétés du QGP prédites dans ces années. Nous aurions affaire

au sQGP plutôt qu'au wQGP. Si le LHC doit apporter des précisions et de nouvelles informations pour mieux comprendre ce QGP, il nous faut garder à l'esprit que le saut en énergie entre le collisionneur RHIC et le LHC est grand et par conséquent, nous pouvons nous demander si la matière qui sera produite dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au LHC sera la même qu'au RHIC (sQGP, wQGP ou autre) ?

En résumé, le plasma de quarks et de gluons est un état particulier de la matière. La discussion du diagramme des phases de la matière hadronique a montré qu'une transition de phase des noyaux d'atomes vers le QGP est possible via l'augmentation de température. C'est ce principe qui est utilisé pour créer le QGP avec des collisions d'ions lourds ultra-relativistes dans les grands accélérateurs de particules tel que le RHIC ou encore le LHC. Ainsi, avant de discuter plus en détail les expériences mettant en jeu cette physique, nous allons expliciter la phénoménologie des collisions d'ions lourds et également proton-proton (pp). Les noyaux étant composés de protons et neutrons, les collisions pp sont à la base de la compréhension des collisions noyau-noyau.

2.2 Les collisions : phénoménologie et vocabulaire

Dans les collisions proton-proton et d'ions lourds, un certain nombre de mécanismes sont en jeu. Afin de préparer les discussions futures, attardons-nous tout d'abord à décrire la phénoménologie des collisions proton-proton, puis noyau-noyau. Le but de cette discussion est de mettre en évidence les notions qui nous sont importantes.

2.2.1 Collisions proton-proton

La Figure 2.4 présente les différentes étapes d'une collision proton-proton dans le temps, l'axe des abscisses est l'axe de la collision, le temps est sur l'axe des ordonnées. Les interactions que nous appelleront initiales sont les interactions parton-parton qui ont lieu au début de la collision. Ces interactions composent l'état initial. Nous y reviendrons par la suite. Les partons produits peuvent être vus comme un champ de couleur longitudinal qui se modélise par une corde, au sens du modèle des cordes (cf. 3.1.6, p. 61). Par la suite, la corde se fragmente, les segments de corde ainsi produits sont identifiés à des hadrons. Sur la Figure 2.4, le trait plein représente l'état des cordes, le trait pointillé, l'état des segments de corde, les flèches indiquent que nous avons affaire désormais à des hadrons.

Revenons sur les interactions initiales. D'un point de vue théorique, il y a deux aspects importants dans une collision pp par exemple.

- Les processus durs : l'interaction de deux partons (quark ou gluon), chacun issu des protons initiaux, va générer une collision du type $2 \rightarrow 2$ qui

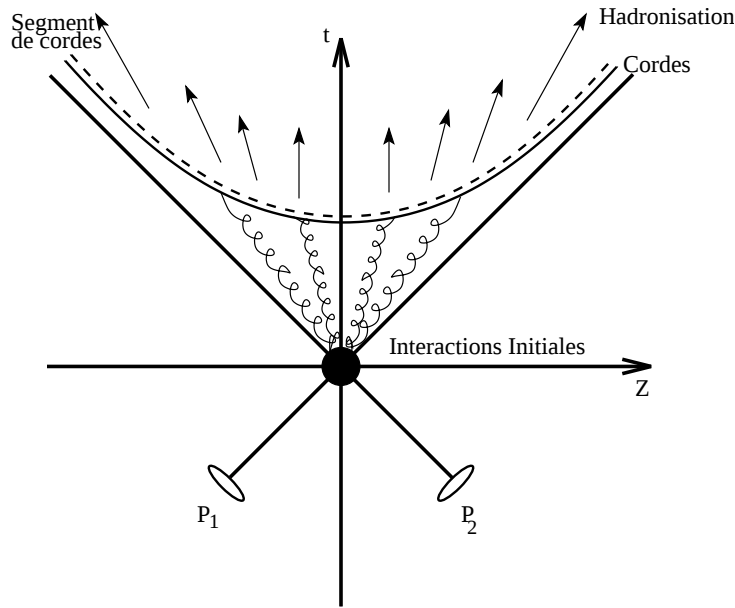


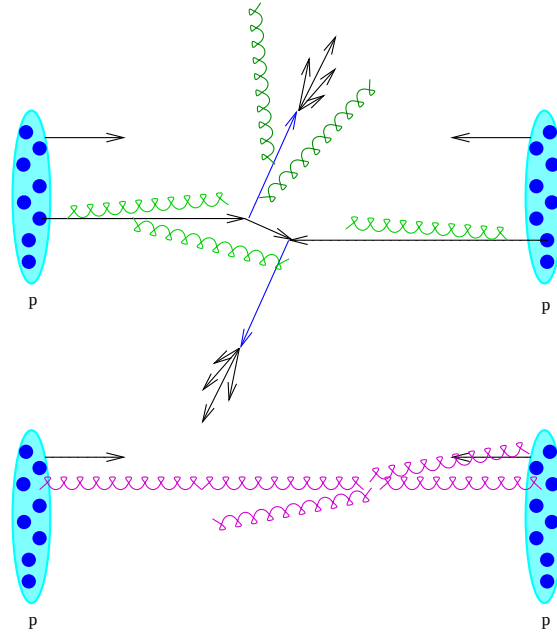
FIG. 2.4 – Modélisation des différentes étapes dans le temps d’une collision proton-proton : les interactions primaires, les cordes et l’hadronisation (création de particules par fragmentation de la corde) y sont représentés.

va produire des particules avec une grande impulsion transverse. Dans une certaine mesure, cela correspond à la production de particules dans le plan perpendiculaire à l’axe de la collision. Les particules entrantes et sortantes peuvent rayonner des gluons. Ce processus est calculable en QCD perturbative. Les particules produites vont hadroniser et créer un jet : flux collimaté de particules. La direction principale du jet sera proche de celle du parton dur initiateur du jet, comme on peut le voir sur la Figure 2.5 (haut).

- Les processus dits mous qui peuvent avoir lieu entre les autres partons des protons.

La Figure 2.5 illustre ces différences, les deux processus sont sur deux figures séparées uniquement par souci de clarté. La distinction entre les processus durs et mous est un aspect essentiel dans les collisions de particules s’appliquant également aux collisions noyau-noyau. Cette distinction tranchée est technique et quelque peu arbitraire. Dans la réalité des collisions, ce type de distinction correspond aux limites extrêmes. De nombreux phénomènes sont en effet « entre-deux » et font la transition d’une limite à l’autre. Certaines études expérimentales telle que [27] tentent de distinguer la composante dure de la composante molle. Les auteurs précisent que cette étude est ardue de part la difficulté d’isoler des événements de nature purement molle ou purement dure.

Pour caractériser les particules, en plus de leur masse et énergie, on utilise


 FIG. 2.5 – Collision pp : (haut) processus dur, (bas) processus mou

la notion d'impulsion p avec la relation $p = \gamma \times m \times v$ (m : la masse et v : la vitesse et γ le facteur de Lorentz). Nous utilisons communément les variables p_z (suivant l'axe du faisceau), et l'impulsion transverse : $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, avec p_x et p_y les composantes suivant x et y dans le plan transverse, pour caractériser les impulsions des particules.

Au lieu de caractériser les particules par leur vitesse, nous les caractérisons par leur rapidité y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + v}{1 - v} \right) \quad (2.2)$$

Cette variable est sans unité. La différence en rapidité de deux particules est un invariant sous une transformation de Lorentz, ainsi que la forme de la distribution en rapidité dN/dy [28]. On utilise souvent également la pseudo-rapacité η :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

avec θ l'angle polaire mesuré à partir de l'axe z positif. $\eta \approx y$ pour $p \gg m$ et $\theta \gg \frac{1}{\gamma}$ [28]. Nous utilisons également l'angle azimutal ϕ lorsque nous utilisons, entre autre, des repères en coordonnées cylindriques : $(r = \sqrt{x^2 + y^2}, \phi, z)$.

2.2.2 Collisions noyau-noyau

Les noyaux sont constitués d'un grand nombre de nucléons, protons et neutrons. On peut penser de prime abord qu'une collision noyau-noyau n'est rien de

plus que la superposition de plusieurs collisions proton-proton. En effet, comme dans le cas des collisions pp , des processus durs à grande virtualité, mettant en jeu deux partons (un de chaque noyau), peuvent avoir lieu en parallèle et produire des jets. De même, des processus mous peuvent avoir lieu en parallèle pour produire des particules de faible énergie. Étant donné la complexité des noyaux, le nombre de processus impliqués est bien plus grand. Les mécanismes décrits par la Figure 2.4 sont également présents dans les ions lourds, mais ils sont beaucoup plus complexes à traiter et à comprendre dans leur globalité. Nous distinguerons ici les interactions primaires, également interactions initiales, des interactions secondaires qui interviennent par la suite.

Pour décrire l'évolution d'un parton dans un proton, il existe les fonctions de distributions partoniques (*Parton Distribution Function* ou PDF). Ces distributions sont très fréquemment utilisées pour évaluer des observables comme nous le verrons dans la section 3.1.1 qui traite du modèle des partons. Ces PDF sont différentes dans le cas d'un proton [29] ou dans le cas d'un noyau [30]. Elles sont déterminées par une analyse détaillée des données, nous reviendrons sur cet aspect lorsque nous décrirons le modèle des partons, cf. 3.1.1.

Il peut aussi y avoir des effets d'écrantage (*screening*) et d'ombrage (*shadowing*), où un parton peut ré-interagir avec d'autres partons constituants. Il existe de nombreuses définitions de ce que sont les effets d'écrantage ou d'ombrage. Elles dépendent de la vision des collisions d'ions lourds de leurs auteurs [31]. Toutes ces corrections servent à expliquer pourquoi les collisions d'ions lourds sont plus complexes qu'une superposition de collisions nucléon-nucléon : moins de particules sont produites, la section efficace est plus petite. Ces effets d'écrantage concernent les interactions primaires.

Une autre différence qui distingue les collisions noyau-noyau des collisions proton-proton est que l'on attend la formation d'un QGP dans les collisions d'ions lourds à hautes énergies. Les premières approches qui ont décrit l'évolution des collisions noyau-noyau sont dues à E. V. Shuryak en 1978 [1] puis J. D. Bjorken en 1982 [32]. La réaction suit cette fois un schéma d'évolution en plusieurs étapes, qui est illustré sur la Figure 2.6. Nous pouvons y voir représentée une collision de deux noyaux : A et B, l'axe des abscisses indique la direction z (axe de la collision), l'axe des ordonnées le temps. Le premier élément est l'interaction primaire où vont avoir lieu des processus durs et des processus mous en parallèle. Les noyaux vont ensuite passer par une phase de pré-équilibre, si les conditions sont réunies, le système va alors faire une transition vers une phase de plasma de quarks et de gluons. Le système en expansion se refroidit pour effectuer une transition vers une phase avec des hadrons : le gaz de hadrons. Lorsqu'il n'y a plus de suppression et de création de nouvelles particules, plus de collisions inélastiques, le gel chimique du système a été réalisé. Les hadrons formés peuvent encore interagir entre eux par collisions élastiques. Finalement, après la dernière collision élastique, quand il ne reste plus

que les particules finales allant vers les détecteurs, c'est le gel cinétique. C'est cette image finale qui pourra être détectée [33].

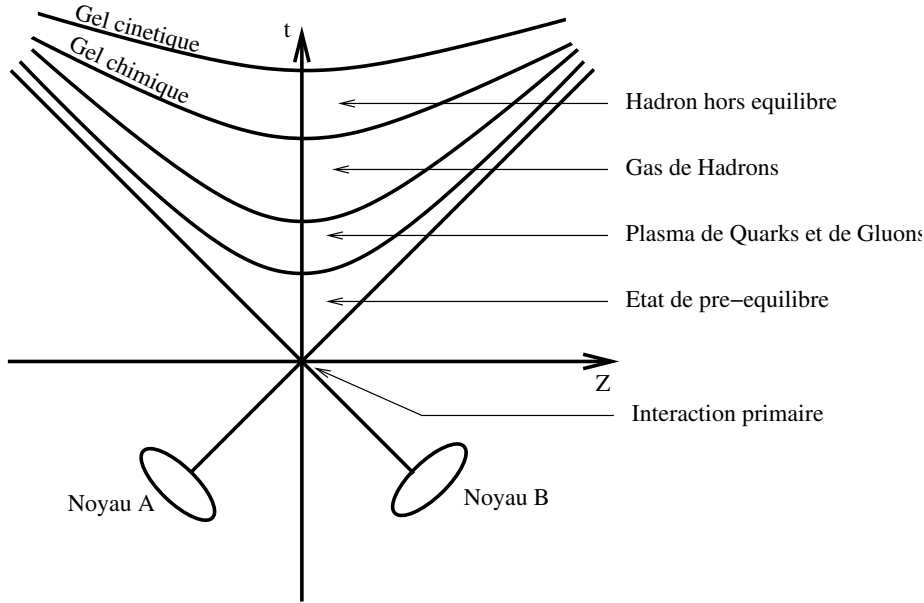


FIG. 2.6 – Illustration des différentes étapes d'une collision d'ions lourds.

Si les premiers instants de la collision sont traités aux niveaux de ses constituants élémentaires, les partons, ce type de traitement est difficilement envisageable pour la phase plasma. Plutôt que de considérer la somme des interactions entre ses constituants élémentaires, le plasma est traité comme un fluide siège de phénomènes collectifs. Des modèles hydrodynamiques sont utilisés pour modéliser cette phase des collisions d'ions lourds. Nous reparlerons de cette vision hydrodynamique du plasma dans la partie 2.4 où nous discuterons du flot elliptique comme observable d'un comportement collectif de la matière.

Dans cette thèse, nous nous intéressons aux premiers instants de la collision, et plus spécifiquement aux processus durs. Nous avons pu voir dans le scénario de collisions d'ions lourds qu'une bonne compréhension de l'instant initial de la collision est essentielle pour pouvoir, par la suite, effectuer des transitions vers les autres étapes, telle que la phase collective. De plus, certaines particules produites aux premiers instants de la collision pourront ensuite interagir avec le milieu formé. Une compréhension globale des collisions d'ions lourds nécessite donc de s'interroger aussi bien sur les premiers instants que sur la phase hydrodynamique, et surtout, sur les communications d'une étape à l'autre. Ce seront autant d'aspects que nous serons amenés à traiter dans ce travail de thèse.

2.2.3 Bilan

Dans la phénoménologie sur les collisions d'ions lourds, il nous faut retenir quelques éléments importants. Nous nous concentrons dans cette thèse sur les conditions initiales, c'est à dire la première étape dans les collisions d'ions lourds. La compréhension de cette étape est cruciale pour étudier par la suite le QGP. Nous travaillerons également avec des collisions proton-proton. De cette première étape, il y a deux notions essentielles à retenir :

- ♣ La distinction processus dur/processus mou. Dans ces processus, on peut distinguer les processus durs qui ont lieu à forte virtualité et qui produisent des partons de hautes impulsions transverses hadronisant en jets. Ces processus sont rares. Et les processus mous, processus qui produisent la majorité des particules dans une collision, particules, en moyenne, de basse impulsion transverse.
- ♣ La notion sous-jacente d'interaction multiple. On parle d'interactions multiples car, dans une collision, plusieurs partons peuvent interagir entre-eux. On a donc une superposition de processus (durs ou mous).

Souvent, lorsqu'une collision est étudiée, il est choisi soit d'étudier la production globale de particules, on étudie alors exclusivement les processus mous. Soit, à contrario, on se concentre sur les processus durs et on utilise des théorèmes nous permettant de calculer leur section efficace de façon inclusive. L'étude de ces processus est isolée du reste de la collision. La démarche originale de cette thèse est de considérer un événement dans son ensemble. C'est à dire de traiter les interactions multiples et de considérer dans les processus mis en jeu, aussi bien les processus mous que les processus durs et ce, dans le même formalisme. Nous souhaitons regarder les jets en cohérence avec le reste de l'événement.

Nous avons discuté des collisions d'ions lourds. Hors, le LHC étant d'abord dédié à la découverte du boson de Higgs, la première campagne de données sera consacrée aux collisions proton-proton. Les collisions d'ions lourds ne viendront qu'après. Dans ce cas, aurons-nous des choses à étudier avant les premières données ions lourds ? La réponse est oui. Les collisions pp sont souvent présentées comme quelque chose de simple, parfaitement compris et maîtrisé. Ce n'est pas le cas comme nous allons le discuter en présentant l'observable de l'impulsion transverse moyenne, $\langle p_{\perp} \rangle$, en fonction de la multiplicité dans les collisions d'ions lourds et dans les collisions pp.

Dans les collisions d'ions lourds, avec l'apparition de phénomènes collectifs, on s'attend à ce que les particules les plus lourdes acquièrent une plus grande impulsion transverse quand le milieu hadronise avec une même vitesse. Ceci est dû à $p = \gamma \times m \times v$. Ainsi, si l'impulsion transverse moyenne $\langle p_{\perp} \rangle$ en fonction de la

multiplicité est tracée, nous nous attendons à ce que cette courbe augmente plus vite pour les particules les plus lourdes [34].

Des expériences menées au Tevatron (accélérateur de particules du Fermilab) sur des collisions $p\bar{p}$ ont montré ce phénomène [35]. Messieurs Wang et Gyulassy ont discuté dans [34] que les données pouvaient s'expliquer sans faire appel à la notion de phénomènes collectifs. Ce travail fondé sur un précédent travail de Lévai et Müller explique le phénomène par la fragmentation de mini-jets [36]. Ils décrivent que les événements avec une forte multiplicité sont dominés par la production de mini-jets tandis que dans les événements de faibles multiplicités, il n'y a pas de jets. Ainsi, plus la multiplicité est élevée, plus $\langle p_{\perp} \rangle$ augmente dû aux mini-jets. Les auteurs prédisent que ce phénomène devrait être une source de bruit conséquente pour l'étude des sondes du QGP dans les collisions d'ions lourds [34]. Cependant, certains aspects ne sont pas expliqués avec cette vision des mini-jets comme par exemple le « faible excès » des kaons.

Nous avons voulu avec la discussion de cet article montrer que même si notre but est l'étude des collisions noyau-noyau, les collisions proton-proton qui sont utilisées comme référence ne sont pas entièrement comprises et que si l'on cherche, pour de futures études, à travailler sur des rapports d'observables entre ion lourd et pp par exemple, il faut discuter les choses avec précaution.

2.3 Les programmes expérimentaux

La formation d'un plasma peut être obtenue par collision de deux ions lourds à haute énergie. Suite à la collision, le plasma en expansion se refroidit et entame une transition vers la matière hadronique. Dans la pratique, dans les expériences, ce sont les milliers de hadrons produits qui sont détectés. Ce plasma, en effet, existe pendant un temps très court et au niveau microscopique, il n'est donc pas observable directement. C'est à cause de cela que l'on a besoin de dispositifs complexes et performants, qui sont des sujets de recherche en eux-mêmes.

Aucune expérience ne permet de « voir » ce qui se passe réellement au coeur de la réaction, elles peuvent seulement étudier les propriétés des particules produites. En pratique, on tente de rassembler un maximum de propriétés pour chaque type d'événement. Ainsi, on peut remonter à des informations telles que : l'énergie, la rapidité, l'impulsion transverse, la multiplicité. Les outils permettant l'étude de cette physique sont des accélérateurs de particules. Historiquement, il y a d'abord eu l'AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) au BNL (*Brookhaven National Laboratory*), construit en 1957. Puis le SPS (*Super Proton Synchrotron*) du CERN (Centre Européen pour le Recherche Nucléaire) construit en 1976. Nous retournons ensuite outre-atlantique sur le site du BNL pour le RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*). Nous nous intéresserons plus à cet accélérateur de particules avec

Expérience	Noyau	$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	ϵ_{Bj} [GeV/fm ³]
BNL-AGS	Au ¹⁹⁷	5	
CERN-SPS	Pb ²⁰⁸	17.2	2.9 [38]
BNL-RHIC	Au ¹⁹⁷	130, 200	4 – 15 [38]
CERN-LHC	Pb ²⁰⁸	5500	4 – 40 [16]

TAB. 2.1 – Estimation de la densité d'énergie atteinte dans les différents systèmes suivant le scénario de Bjorken.

lequel certaines propriétés du QGP ont été mises en évidence dans les années 2000. Et finalement, le LHC (*Large Hadron Collider*) qui succède au SPS au CERN. Le tableau 2.1, extrait de [37], présente les différents systèmes pour les ions lourds, l'énergie atteinte dans le centre de masse en *GeV*. Nous pouvons voir que si le RHIC présentait une augmentation d'environ un facteur 10 par rapport aux précédents AGS et SPS, le LHC quant à lui apporte un gain d'un facteur environ 27 par rapport au RHIC. Ainsi, l'énergie disponible pour les collisions sera considérablement augmentée au LHC. La dernière colonne du tableau 2.1 représente une estimation de la densité d'énergie dans les systèmes en suivant le scénario de Bjorken [32].

Le dernier accélérateur qui a permis d'étudier le plasma de quarks et de gluons est le RHIC situé à Brookhaven près de New-York. Nous présenterons dans un second temps, le successeur du RHIC : le LHC situé à la frontière franco-suisse, près de Genève actuellement en phase de démarrage. Nous ne parlerons pas ici des expériences au Tevatron du Fermilab qui effectue des collisions $p\bar{p}$ à 1.8 TeV. Nous nous concentrons à décrire les expériences de collisions d'ions lourds bien que, comme nous l'avons discuté, les collisions pp soient d'intérêt et que le Tevatron, avec son énergie intermédiaire entre les 200 GeV du RHIC et les 14 TeV du LHC permettra de faire une transition entre les deux pour les collisions pp .

2.3.1 Le RHIC et ses découvertes.

Le RHIC est un collisionneur de particules dont le programme a commencé en 2000. Des expériences sont toujours en cours pour acquérir plus de données. Il se situe sur l'île de Long-Island, USA, comme on peut le voir sur la Figure 2.3.1, à gauche. Cette figure est une image satellite indiquant que l'on voit l'anneau du RHIC de l'espace. Sur la Figure 2.3.1, à droite, on peut voir les différentes structures du BNL avec l'anneau du RHIC. L'anneau mesure 3.8 km de circonférence et peut atteindre 100 GeV/nucléon pour les collisions Au-Au et 250 GeV pour des collisions pp . Il y a actuellement 6 points d'interactions du faisceau, où sont installées 4 expériences [39] :

- BRAHMS (*Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers*) [40, 41]

- PHOBOS [42, 43]
- PHENIX (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*) [38, 44]
- STAR (*Solenoid Tracker At Rhic*) [45, 46]

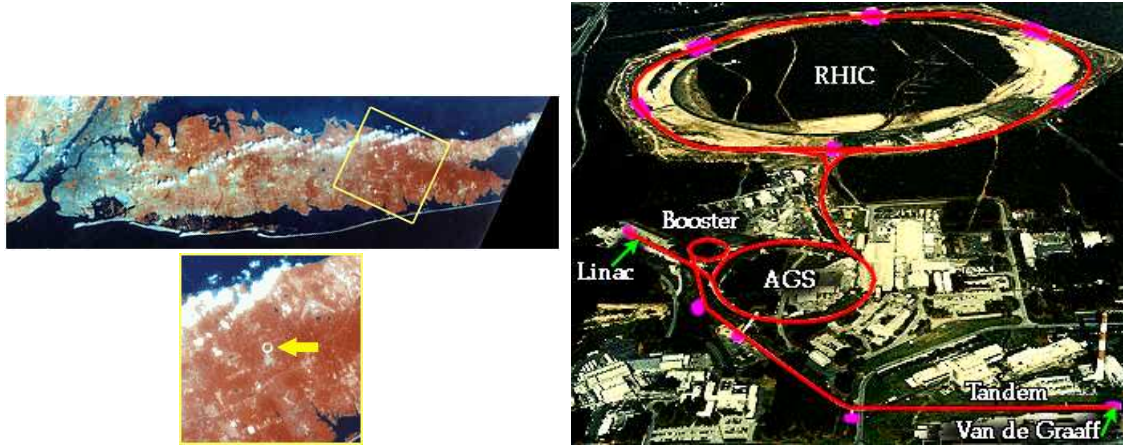


FIG. 2.7 – Illustration du site du RHIC (à gauche) RHIC vu de l'espace. En haut : île de Long-Island. En bas : zoom sur l'anneau du RHIC en construction. Image du satellite Landsat-4, juillet 1982. (à droite) Le site du collisionneur RHIC au *Brookhaven National Laboratory* [39].

Nous ne rentrerons pas en détail dans la description expérimentale du RHIC, plus de précisions peuvent être, entre autre, trouvées dans les *white papers* des expériences du RHIC : [38, 41, 43, 46]. Nous allons juste présenter dans le tableau 2.2 les programmes des différentes prises de données [16, 47]. Le *Run I*, à 130 GeV, a permis d'étudier les sondes globales de la collision. Les premiers résultats sur la physique à très grande impulsion transverse ont été obtenus avec le *Run II*, à 200 GeV. Les collisions *pp* ont donné une référence pour la plupart des sondes sensibles au QGP. Les mesures sur le système d+Au du *Run III* ont permis de confirmer les études sur la production de particules à grande impulsion transverse. Finalement, les hautes luminosités atteintes pendant les *Run IV* et *Run V* ont permis de se concentrer sur les sondes faibles, à faible section efficace [16].

Juste avant le RHIC, le SPS au CERN a obtenu des résultats qui indiquent que les collisions d'ions lourds ne peuvent pas s'interpréter comme la simple superposition d'interactions nucléon-nucléon. En février 2000, le CERN est arrivé à la conclusion que les multiples et différentes observations prises ensemble ne peuvent s'expliquer par des interactions hadron-hadron ordinaires. C'est un premier pas vers le QGP.

Le RHIC a obtenu en 2003 [48, 49] les conclusions suivantes : tout d'abord, les mesures d'abondance de particules sont en cohérence avec une mesure de température de 176 MeV au moment où les hadrons sont formés [48, 49]. Ce qui est

Période	Système	$\sqrt{s_{NN}}$	Luminosité	Commentaires
Run I (2000)	Au+Au	130 GeV	$1 \mu b^{-1}$	
Run II (2001)	Au+Au p+p	200 GeV 200 GeV	$24 \mu b^{-1}$ $0.15 pb^{-1}$	Faisceaux de protons partiellement polarisés
Run III (2002-2003)	d+Au p+p	200 GeV 200 GeV	$2.74 nb^{-1}$ $0.35 pb^{-1}$	Collisions p+p à 45% de polarisation
Run IV (2003-2004)	Au+Au Au+Au p+p	200 GeV 62 GeV 200 GeV	$241 \mu b^{-1}$ $9.0 \mu b^{-1}$ $0.35 pb^{-1}$	Haute luminosité Basse Energie
Run V (2005)	Cu+Cu Cu+Cu Cu+Cu p+p	200 GeV 62.4 GeV 22.5 GeV 200 GeV	$3.0 nb^{-1}$ $0.19 nb^{-1}$ $2.7 \mu b^{-1}$ $3.8 pb^{-1}$	Système plus léger Basse énergie Energie SPS Polarisation longitudinal Polarisation verticale
Run VI (2006)	p+p	200 GeV	$10.7 pb^{-1}$	
Run VII (2007)	Au+Au	200 GeV	$813 \mu b^{-1}$	
Run VIII (2008)	Au+Au	200 GeV	$80 nb^{-1}$	

TAB. 2.2 – Les différentes prises de données du collisionneur RHIC et leurs caractéristiques.

en accord avec les prédictions théoriques entre 170 et 180 MeV [13, 19]. Ensuite, les mesures HBT indiquent une évolution dynamique d'un système en expansion, mais également que le volume du système est large (plus grand qu'un noyau d'or) et avec une durée de vie de 10 fm/c [48, 49]. Puis des mesures de *flow* indiquent des effets de collectivité : la matière interagit fortement avec elle-même et il semble qu'elle soit à l'équilibre thermique et thermodynamique. Une suppression des jets est observée due à leur interaction avec le milieu dense [48, 49]. Nous reviendrons sur les résultats du RHIC lorsque nous discuterons certaines observables des collisions d'ions lourds. Finalement le RHIC aura observé que les collisions d'ions lourds à hautes énergies ont produit un état de la matière hadronique chaud et dense caractérisé par de fortes interactions collectives [48]. Plus de détails peuvent être trouvés dans les livres blancs (*white papers*) des différentes collaborations. Ces publications sont une compilation des résultats et des conclusions majeures obtenues par chacune de ces collaborations sur les trois premiers Runs. Des Runs sont actuellement en cours pour accumuler plus de statistiques et permettre des études plus sophistiquée, des améliorations et évolutions sont envisagées [39].

2.3.2 Le LHC et ses perspectives

Actuellement au CERN se construit le LHC. Il s'agit d'un collisionneur de hadrons qui fonctionne jusqu'à 7 TeV par nucléon. Celui-ci se compose d'un anneau de 27 km de circonférence (site de l'ancien LEP, *Large Electron Positron Collider*) à environ 100 m sous terre à la frontière franco-suisse, le laboratoire étant situé près de Genève. Ses objectifs sont notamment la découverte du boson de Higgs, la découverte de nouvelle physique et l'étude du QGP [50, 51]. Nous pouvons voir sur la Figure 2.8 une vue du ciel où le cercle rouge localise le tunnel du LHC enfoui à environ 100 mètres sous terre. Les points jaunes marquent l'emplacement des points d'interaction du faisceau, où sont placées les expériences. La Figure 2.9 présente un plan en coupe qui permet de visualiser les différents points d'interaction et leur profondeur. Nous ne nous attarderons pas ici à discuter d'ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS (*Compact Muon Spectrometer*) et LHC-b qui sont plus orientés sur les thématiques de la recherche du boson de Higgs ou l'étude du quark b. En revanche, nous allons discuter un peu plus en détail l'expérience ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) qui est conçue pour l'étude du QGP [52]. Bien qu'ALICE soit l'expérience conçue pour l'étude des collisions d'ions lourds, les expériences ATLAS et CMS se sont dotées d'un programme d'étude des collisions d'ions lourds et tout particulièrement pour l'étude des jets et des sondes dures [53, 54].

Un exemple des performances envisagées au LHC est présenté dans le tableau 2.3, extrait de [56]. Nous y voyons les différents systèmes envisagés ainsi que l'énergie dans le centre de masse prévue. La 3ème colonne concerne la luminosité. Le taux de collisions proton-proton est quantifié grâce à une quantité : la luminosité. Plus la luminosité est grande, plus le taux de collisions est élevé. Les particules circulent

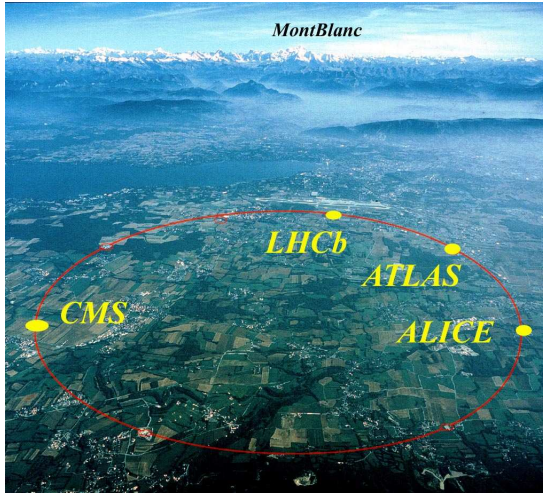


FIG. 2.8 – L’anneau du LHC, frontière franco-suisse, vue du ciel [55].

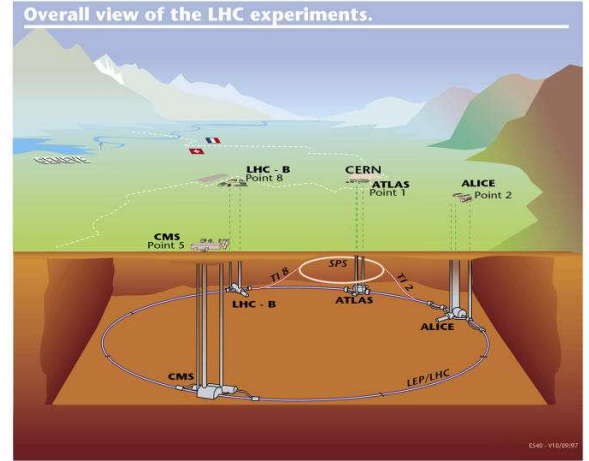


FIG. 2.9 – Représentation de l’anneau du LHC en coupe : les installations se situent à 100m de profondeur [55].

Système	$\sqrt{s_{NN}}[\text{TeV}]$	$L_0(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	$\sigma_{\text{geom}}(b)$
pp	≤ 14.0	$\leq 10^{34}$	0.07
PbPb	≤ 5.5	$\leq 10^{27}$	7.7
pPb	≤ 8.8	$\leq 10^{29}$	1.9
ArAr	≤ 6.3	$\leq 10^{29}$	2.7

TAB. 2.3 – La capacité de la machine LHC : exemple d’énergie dans le centre de masse et de luminosité attendue pour différents systèmes au LHC.

dans l’accélérateur sous forme de paquets (*bunch*). La luminosité est d’autant plus élevée que le nombre de paquets est grand, que le nombre de particules par paquet est grand et que les paquets sont de taille réduite. Ainsi le LHC fonctionnera à très forte luminosité. Étant données les limitations du détecteur ALICE, la luminosité sera limitée à $10^{31}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ dans la région d’interaction d’ALICE pour les collisions pp [56]. La dernière colonne indique la section efficace géométrique : c’est à dire la probabilité d’interagir si on ne considère que les surfaces qui entrent en contact, elle s’exprime en barn.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.10, l’expérience ALICE, assemblage d’appareils de 16 m de haut et 20 m de large, regroupe un grand nombre de détecteurs dédiés à des types de mesures bien spécifiques. Elle bénéficie de la recherche faite sur les expériences STAR et PHENIX au RHIC. ALICE peut se décomposer en deux grandes parties : un détecteur central et un bras muon.

Le détecteur central couvre la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 0.9$. Il est en-

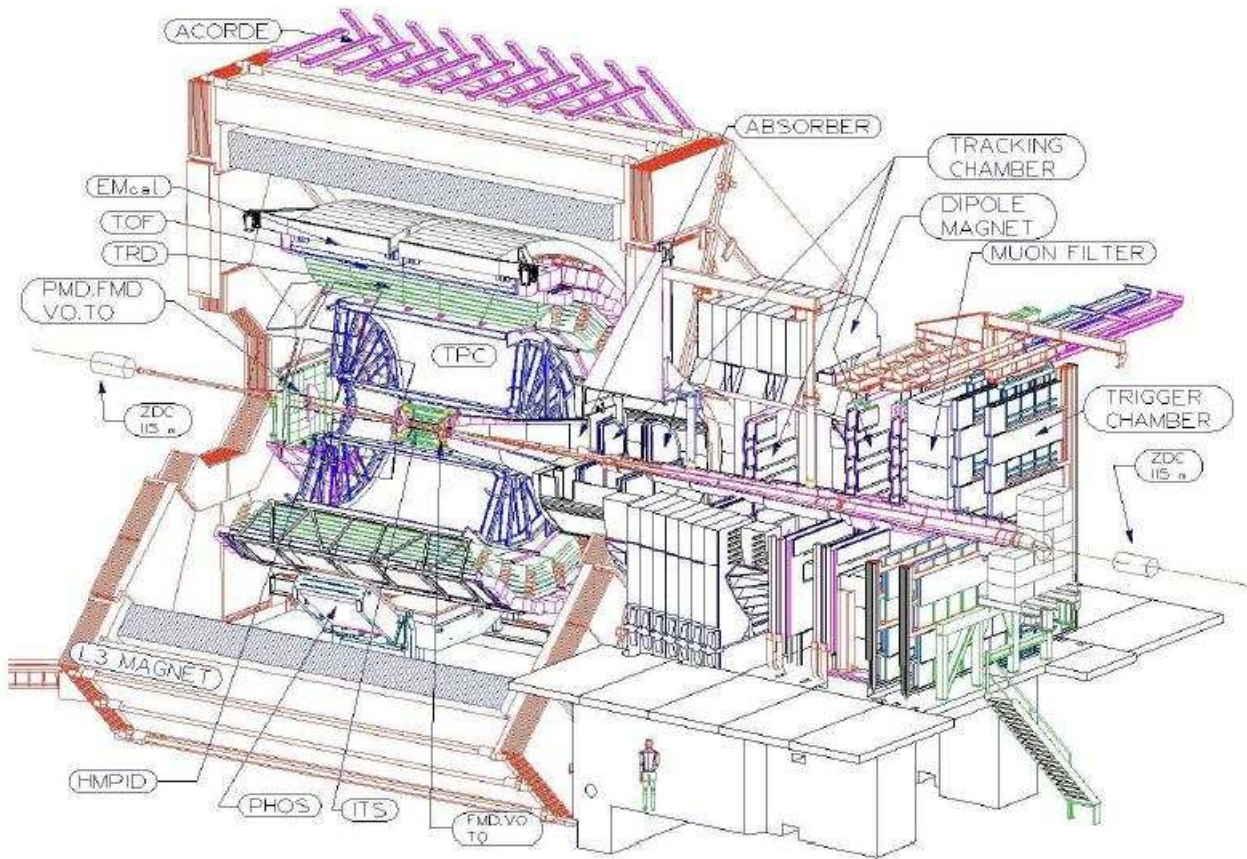


FIG. 2.10 – Le détecteur Alice [57]

chassé dans un grand aimant solénoïdal donnant un champ magnétique de l'ordre de 0.5 T (zone rouge sur la représentation 2.10). Cet aimant permettra de courber les traces des particules chargées. Il y a dans ce solénoïde (du centre vers l'extérieur) :

- Un détecteur de vertex (*Inner Tracking System*, ITS) : les particules les plus lourdes ont une courte durée de vie et couvrent une petite distance avant de décroître, il faut donc identifier leurs trajectoires avec une grande précision. Son rôle est la mesure des vertex primaires et secondaires. L'identification des particules est faite avec une méthode de perte d'énergie par unité de longueur : le dE/dx . Il permet également de reconstruire les particules qui n'arrivent pas jusqu'à la TPC et d'améliorer la reconstruction des traces vues dans la TPC.
- Une Chambre à Projection Temporelle (*Time Projection Chamber*, TPC) : détecteur gazeux qui donne une image de la trajectoire de la particule.
- Un détecteur de radiation de transition (*Transition Radiation Detector*, TRD) pour l'identification des électrons et la mesure du temps de vol pour l'iden-

tification des pions, kaons et protons.

- Un détecteur de temps de vol (Time Of Flight, TOF) pour l'identification des particules chargées sur une grande partie de l'espace des phases.

Le détecteur central est complété par des éléments n'ayant pas une acceptance totale :

- Le détecteur d'identification de particules de hautes impulsions (*High Momentum Particle Identification Detector*, HMPID).
- Le spectromètre à photon (*PHOton Spectrometer*, PHOS), un calorimètre électromagnétique de haute résolution composé de cristaux scintillants de haute densité [56]. PHOS viendra en complément de la TPC et de l'ITS pour l'étude des γ -jets.
- Le dernier ajout est le calorimètre électromagnétique (*ElectroMagnetic Calorimeter*, EMCAL) qui n'était pas présent lors du *design* originel d'ALICE, se focalisera sur l'étude des jets. Suite aux résultats des études sur les processus durs et les jets, la décision a été prise d'ajouter ce détecteur à l'ensemble du dispositif [56].

Le bras à muons couvrira une région en pseudo-rapacité tel que : $-4.0 < \eta < -2.4$. Il est composé d'un absorbeur de hadrons placé très proche du point d'interaction ; d'un spectromètre composé d'un dipôle magnétique et de 5 stations de traçage puis d'un filtre en fer et de deux stations de déclenchement [56]. Le bras muons donnera des données qui permettront d'étudier les saveurs lourdes ouvertes et la production de quarkonia (J/Ψ , Ψ') via la chaîne muonique [16].

En plus des éléments centraux et du bras muons, il y a des éléments vers l'avant : le détecteur de multiplicité de photon (*Photon Multiplicity Detector*, PMD) et le détecteur de multiplicité vers l'avant (*Forward Multiplicity Detector*, FMD) qui étendent les mesures de multiplicité pour les particules chargées jusqu'à $-3.4 < \eta < 5.1$. Les calorimètres à zéro degré (*Zero Degree Calorimeters*, ZDC) et le système de scintillateur de déclenchement et de compteurs à quartz (T0 et V0) complètent l'appareillage pour la sélection d'événements (*Trigger*). L'ensemble des acronymes des détecteurs sont matérialisés sur la Figure 2.10 qui présente l'expérience dans son ensemble, avec indiquées par des flèches, les positions des différents appareillages.

Si le RHIC a permis de mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons, il n'a pas permis d'en réaliser une étude complète. Au LHC, l'énergie disponible pour les collisions d'ions lourds (de l'ordre du TeV, contre 200 GeV au RHIC) sera telle que l'on peut s'attendre à produire de nombreux jets très énergétiques (de l'ordre de la centaine de GeV). ALICE avec la TPC et l'ITS et comme complément EMCAL permettra une étude détaillée des jets et de leurs caractéristiques. En parallèle, CMS a développé un programme d'étude des jets dans les collisions d'ions lourds.

Les campagnes d'études dans l'expérience ALICE sont organisées en groupe de travail, *Physical Working Group* ou PWG. Le PWG2 concerne les premières analyses qui seront réalisées lors du lancement, il s'agit principalement des aspects mous de la collision : potentiel chimique baryonique et température de freeze-out chimique (classique) ; rapport baryon/méson (difficulté d'extrapolation avec le RHIC) [58]. Les études des PWG3 et 4 concernées seront menées juste après. Il s'agit pour le PWG3 du charme et de la beauté ouvert, du J/ψ , ψ' , Υ et des saveurs lourdes. L'étude des jets (spectre inclusif et événements sous-jacents) et des photons se feront dans le PWG4. L'échelonnage dans le temps des différentes prises de données et leurs analyses est régulièrement modifié en fonction du démarrage du LHC.

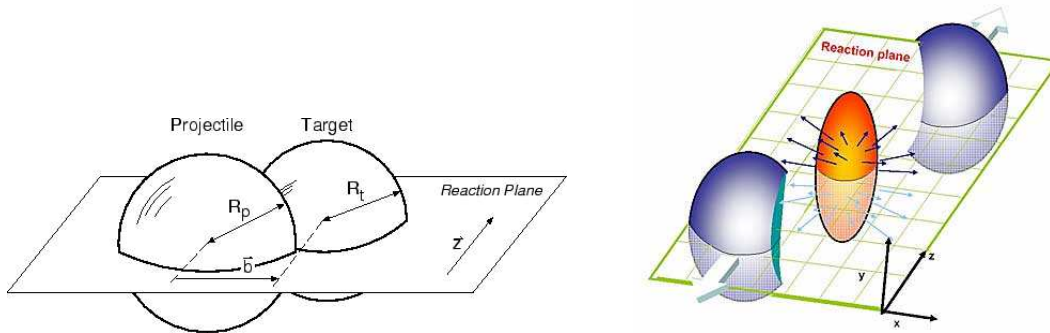
2.4 Les observables du plasma de quarks et de gluons

Il existe de nombreuses mesures qui permettent de tirer des informations sur le plasma de quarks et de gluons et les collisions d'ions lourds, elles ne nous renseignent pas toutes sur le même aspect de la collision.

Il y a tout d'abord les observables dites globales qui caractérisent l'ensemble de la collision. Dans les collisions d'ions lourds, des classes de centralité sont définies suivant que les noyaux se recouvrent complètement (collision centrale) ou qu'ils se recouvrent très peu (collision périphérique). Certaines observables varient en fonction de la centralité, telle que la multiplicité. La notion adjacente est celle du paramètre d'impact b : distance entre les deux centres des noyaux dans le plan perpendiculaire à leur déplacement, plus b est petit, plus la collision est centrale. Le paramètre d'impact est illustré sur la Figure 2.11. Pour discuter de la centralité, est défini N_{part} : le nombre de participants. Il correspond au nombre de nucléons dans la zone de recouvrement des noyaux. Sur la Figure 2.11, est schématisée une réaction d'ions lourds avant et après la collision avec la zone d'interaction.

Les observables de l'état initial concernent des particules produites aux premiers instants de la collision et qui par la suite ne ré-interagiront pas avec un éventuel milieu formé. Toutes les particules ne subissant pas l'interaction forte sont concernées, comme par exemple les bosons électrofaibles W et Z^0 . Une des difficultés de ces études réside dans la reconstruction des bosons, leur temps de vie étant court. Ils décroissent en leptons qui est un canal facilement identifiable.

Les photons sont une autre observable de l'état initial. Parmi les photons mesurés dans les détecteurs, seuls certains sont des observables de l'instant initial. La contribution principale vient des photons de décroissance (décroissance des π et η). On trouve également les photons thermiques issus du bain thermique du QGP ou de la phase gaz de hadrons. Finalement, les photons prompts, issus des processus durs des collisions initiales, sont l'observable qui nous intéresse, nous y reviendrons



Avant la collision, le paramètre d'impact b est la distance entre les deux centres des noyaux dans le plan perpendiculaire à leur déplacement, il définit le plan de réaction [59].

Après la collision, les nucléons dans la zone de recouvrement forment la zone d'interaction (en jaune). Les nucléons en dehors de cette zone sont dits spectateurs (en bleu) [60].

FIG. 2.11 – Illustration d'une collision entre deux ions lourds ultra relativistes, avant et après la collision .

par la suite. Nous pouvons déjà noter la difficulté d'étudier cette observable, du fait de son bruit de fond conséquent.

Les observables de l'état final nous renseignent sur les phases QGP et hadroniques. Elles vont permettre par exemple de donner une estimation du temps de vie du plasma, de décrire les propriétés des phases de gel (chimique et cinétique).

Les preuves dures concernent tout un domaine d'observables issu des premiers instants de la collision, sensibles à l'interaction forte, donc susceptibles d'interagir avec le plasma. Ces observables sont produites dans les processus durs et sont dans une limite calculable en QCD perturbative. Il est parfois question de « sondes pénétrantes » pour discuter de ces observables. Les partons issus des processus durs et hadronisant en jets en sont un bon exemple.

La première chose que nous constatons est que l'on souhaite tirer des informations sur des phases complètement différentes de la collision (état initial/ état final/ provenant de l'état initial et modifiées par l'état final). Or il faut extraire ces informations des données expérimentales où tout est mélangé. La tâche est ardue pour dépouiller les données et isoler chaque observable. Si on prend l'exemple des photons, ils peuvent être produits à différents moments de la collision. Il est alors très difficile lorsqu'un photon frappe un détecteur de connaître son origine précise. La compréhension des observables et leurs analyses dépendent aussi du scénario expliquant les collisions d'ions lourds et la maîtrise que nous avons de ce dernier. Il apparaît donc que théoriciens et expérimentateurs doivent travailler de concert pour comprendre au mieux ce qui est à l'oeuvre dans la nature. Il faut souligner la

complémentarité des observables. En effet, ce sont les diverses informations tirées d'observables distinctes qui permettent d'avoir une compréhension plus globale de la collision. Il est cependant difficile d'expliquer par un seul modèle plusieurs observables. Nous n'allons pas ici faire une description exhaustive de toutes les observables des collisions d'ions lourds mais discuter plus spécifiquement certaines qui seront d'intérêt dans la suite de ce manuscrit.

2.4.1 Le quark c : charme ouvert et J/Ψ

Contrairement aux quarks u , d et s qui sont des quarks légers, le quark c est lourd. La masse des quarks légers est comprise entre $1.5 \text{ MeV}/c^2$ et $170 \text{ MeV}/c^2$ [61] et en première approximation, on considère souvent leur masse négligeable, tandis que la masse du quark c est de l'ordre du GeV/c^2 [61]. Dans les réactions à hautes énergies, des quarks c peuvent être produits. À très haute énergie (énergie LHC), l'état lié : $c\bar{c}$ ou J/Ψ peut être produit par fusion de gluons $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ (mécanisme de production des quarkonias, états liés des quarks lourds). Ces particules sont donc produites aux premiers instants de la collision, elle font partie de l'état initial. À cause de l'écrantage du potentiel entre les quarks lourds dans le QGP à haute température, les quarkonias devraient se dissocier. Ainsi, on considère a priori comme une preuve de la formation du QGP, ce qui est communément appelé « la suppression anormale » du J/Ψ [62], et qui est un signal provenant de l'interaction entre l'état initial et le milieu.

L'expérience NA50 au SPS a montré en 2000 une suppression claire du J/Ψ dans des collisions Pb-Pb à $158 \text{ GeV}/\text{nucléon}$ sur cible fixe [63] qui ne sature pas et confirme ainsi les données antérieures de NA38 et NA51. Cependant, il faut noter que les charmonias Ψ' et χ_c décroissent en J/Ψ . Pour 100 J/Ψ détecté, une dizaine proviennent du Ψ' et environ vingt à trente proviennent du χ_c [64]. Différents modèles sont en mesure d'expliquer l'ensemble des données du SPS quant à la suppression du J/Ψ . L'interprétation de ces modèles est complexe quant à la formation ou non d'un milieu tel que le QGP [65, 66] Il apparaît alors que la suppression du J/Ψ est difficile à identifier et analyser.

À RHIC, le problème se corse encore plus. En effet, une suppression plus grande est attendue due à la densité d'énergie plus importante du milieu créé [66]. Cependant, certains attendent des effets qui contrebalancent la suppression, comme la coalescence de paires $c\bar{c}$ non corrélées. Des effets tels que l'écrantage (*shadowing*) peuvent également modifier l'allure du spectre [?, 67]. L'expérience PHENIX observe une suppression du J/Ψ , du même ordre de grandeur que celle observée au SPS [67–69]. Les modèles reproduisant les données du SPS prédisaient une plus grande suppression au RHIC. PHENIX observe également une dépendance en rapidité de la suppression du J/Ψ [67] : il semble être plus supprimé à grande rapidité.

Finalement, la suppression anormale du J/Ψ est un puzzle bien plus complexe qu'il n'y paraissait au départ. Plusieurs phénomènes sont mis en jeu et il est impossible d'avoir des données distinctes pour chaque phénomène. La question est alors de savoir si la même suppression est observée au RHIC qu'au SPS, à cause de compensations de différents effets ou encore d'aspects de la collision qui ne seraient pas mis en évidence ? Nous remarquons alors que le J/Ψ ne semble pas être la sonde évidente du QGP telle qu'elle avait été présentée [70].

Une autre étude peut être menée avec les particules contenant un quark c , il s'agit de ce qu'on appelle le charme ouvert. La principale contribution concerne la fragmentation de jets dont le parton initial était un quark c [71]. Ces études sont intéressantes notamment pour essayer de comprendre la perte d'énergie des quarks lourds par rapport à celle des quarks légers : est-ce la même ? Nous y reviendrons quand nous aborderons l'observable de la suppression de jets. La physique du charme ouvert produit donc également des observables qui rendent compte de l'interaction de l'état initial (jet issu d'un c , parton dur) et du milieu.

Il est clair que les problématiques du J/Ψ sont en dehors du cadre de cette thèse. Cependant nous avons voulu ici montrer le complexe puzzle qu'est la compréhension de cette sonde et l'engouement de la communauté pour ces études. Le cadre dans lequel se situe ce travail (EPOS) ne contient pour le moment que les quarks légers. Au vu de la discussion précédente, nous en concluons que l'implémentation du quark c dans un modèle complet pour les collisions d'ions lourds présente un grand intérêt.

2.4.2 L'écoulement elliptique

Il est question d'écoulement collectif (ou *flow*) pour caractériser le fait que les distributions azimutales des particules produites ne soient pas uniformes. En effet, dans les collisions entre particules élémentaires ou proton-proton, cette symétrie est respectée. Si les collisions noyau-noyau sont une superposition de collisions nucléon-nucléon, la même isotropie est attendue. Si au contraire des ré-interactions secondaires ont lieu (comme lors de la thermalisation d'un QGP par exemple), l'anisotropie azimutale de la zone de collision (cf. Figure 2.11) induira une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises. Nous pouvons voir sur la Figure 2.12 une illustration de la forme d'amande de la zone d'interaction : anisotropie azimutale et sur la Figure 2.13 l'anisotropie azimutale des impulsions transverses. Cette anisotropie azimutale de l'émission de particules par rapport au plan de la réaction a été prédite comme étant une signature des effets collectifs dans les ions lourds [72].

Pour discuter d'écoulement collectif, la dépendance de l'angle d'émission azimu-

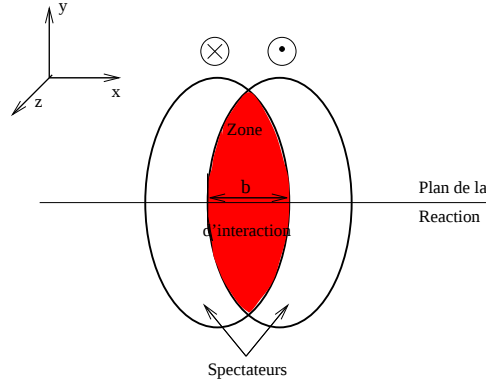


FIG. 2.12 – Schéma de la zone d'interaction et de sa forme d'amande (anisotropie azimutal) qui donnera une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises.

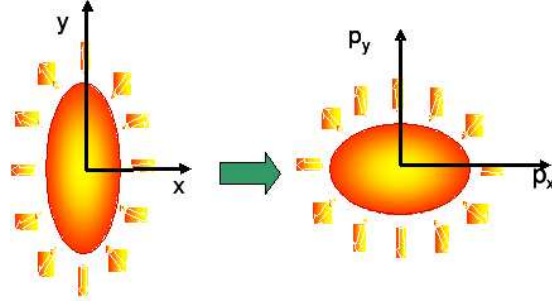


FIG. 2.13 – L'anisotropie azimutale de la zone de collision induit une anisotropie azimutale des impulsions transverses des particules émises [73].

tale mesuré par rapport au plan de réaction peut être écrite en série de Fourier [74] :

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_{\perp} dp_{\perp} dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_R)) \right) \quad (2.4)$$

Ψ_R est l'angle azimutale du plan de la réaction et v_n les coefficients de Fourier avec :

$$v_n = \langle \cos(n(\phi - \Psi_R)) \rangle \quad (2.5)$$

Les symboles $\langle \rangle$ indiquent une moyenne sur toutes les particules dans tous les événements. Pour la distribution du nombre de particules, les premier et second coefficients de Fourier s'écrivent :

$$\begin{aligned} v_1 &= \left\langle \frac{p_x}{p_t} \right\rangle \\ v_2 &= \left\langle \left(\frac{p_x}{p_t} \right)^2 - \left(\frac{p_y}{p_t} \right)^2 \right\rangle \end{aligned} \quad (2.6)$$

v_1 est appelé écoulement direct (*direct flow*), tandis que v_2 est l'écoulement elliptique (*elliptic flow*). v_1 et v_2 sont des observables mesurées au RHIC, leur interprétation est grandement débattue.

On peut se représenter physiquement le phénomène par l'image de la pression. Dû à la forme en amande de la zone de recouvrement des deux noyaux (cf. fig. 2.12), la matière est plus « concentrée » sur l'axe x que sur l'axe y : le gradient de pression est plus grand sur l'axe x que sur l'axe y [75]. Pour rendre compte de ces phénomènes collectifs, cette matière est modélisée par des modèles hydrodynamiques avec une équation d'état pour la matière hadronique. Il est nécessaire également de choisir au mieux les conditions initiales et de modéliser la production de particules lors du *freeze-out*. Les modèles hydrodynamiques sont capables de calculer le v_2 qui peut être comparé aux données expérimentales.

Nous pouvons voir, sur la Figure 2.14, v_2 en fonction de $p_\perp$, mesurées par les expériences STAR et PHENIX pour différents types de particules (pions, kaons, protons, hadrons chargés, k_0^s et lambdas). Ces données sont comparées à un calcul hydrodynamique pur. Pour des $p_\perp$ inférieure à 2 GeV/ c , la tendance des données est en accord avec les modèles. Un point remarquable est que le v_2 est différent pour les différentes espèces, pour une même valeur de $p_\perp$ nous observons $v_2(\pi) > v_2(K) > v_2(p) > v_2(\Lambda)$. Ce comportement est reproduit par les modèles hydrodynamiques, pour $p_\perp < 2\text{GeV}/c$. Ceci tend à indiquer que le comportement du QGP est celui d'un liquide en interaction forte [76].

Ainsi pour des $p_\perp$ inférieures à 2 GeV/ c , le v_2 nous donne des informations sur l'état final de la collision, c'est-à-dire sur le moment où le QGP s'hadronise et confère certaines propriétés aux particules produites. L'étude du v_2 est complexe et sera reproduite au LHC. Parmi les questions restant en suspens, il y a le choix de l'équation d'état de la matière hadronique, ou encore la question des conditions initiales. En effet, les auteurs de [77] testent deux conditions initiales différentes pour une même équation d'état et production de particules. D'un côté est utilisée une paramétrisation standard des données comme condition initiale, de l'autre EPOS donne les conditions initiales à l'évolution hydrodynamique. Les spectres du v_2 en fonction de la pseudorapidité η sont regardés. Il en ressort que la forme de la condition initiale impacte beaucoup le résultat final. L'utilisation des conditions initiales d'EPOS permet de reproduire la forme des spectres v_2 en fonction de η . Ce constat s'explique, entre autre, par le fait que dans EPOS le raisonnement est fait sur les cordes et les segments de cordes, cf. fig. 2.4, nous y reviendrons dans la section 4.5.1.

Pour des $p_\perp$ supérieures à 2 GeV/ c , les données ne sont plus reproduites par les calculs hydrodynamiques, les données saturent vers une valeur constante. Certains suggèrent que ce phénomène pourrait être imputé à de la viscosité dans le fluide formé [78].

Il ne faut cependant pas oublier que dans ce régime de $p_\perp$ la contribution des jets entre en jeu. En l'absence d'interaction avec le milieu, ces observables issues des processus durs sont des observables de l'état initial, ils n'ont donc naturellement pas les propriétés conférées par l'hadronisation d'un plasma. Cependant, les jets sont susceptibles d'interagir avec un éventuel milieu, comme nous le verrons dans la section suivante. Cette deuxième partie du graphique ($p_\perp > 2$ GeV/c) nous renseigne donc sur un mélange entre l'état initial, l'état final et l'interaction entre l'état initial et le milieu. Cet aspect devrait être un test intéressant pour un générateur d'événements tel qu'EPOS, avec lequel nous ambitionnons d'engendrer dans un même événement la partie molle et la partie dure.

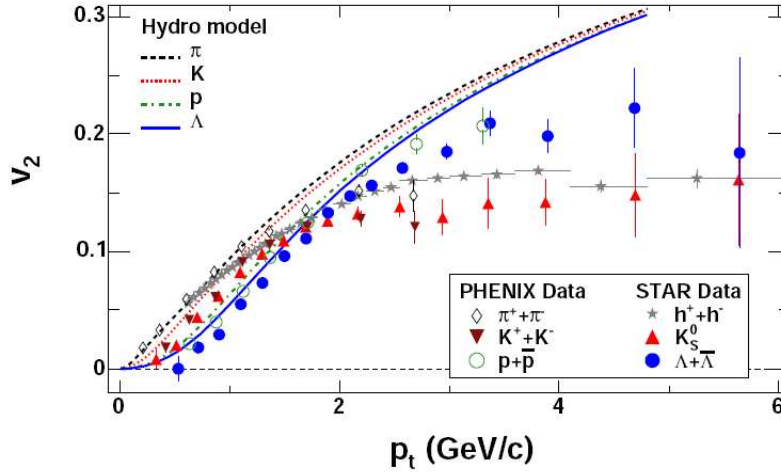


FIG. 2.14 – Écoulement elliptique : distribution en v_2 en fonction de $p_\perp$ pour différents types de particules à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans des collisions Au-Au au RHIC [76].

De la même façon que pour le J/Ψ , l'étude du v_2 sort du cadre direct de cette thèse. Cependant, nous avons déjà mentionné qu'en parallèle de mon travail de thèse sur les processus durs dans le modèle EPOS, des développements en cours implémente une évolution hydrodynamique événement par événement avec un calcul complet, les conditions initiales pour le calcul hydrodynamique étant données par EPOS. Mon travail de thèse consistant à étudier les processus durs (éléments des interactions dans l'état initial), il devrait avoir un impact sur la compréhension des conditions initiales et par voie de conséquence sur les développements hydrodynamiques (première moitié du graphe 2.14). De plus, et nous allons y revenir par la suite, il est important de comprendre la façon dont un jet est susceptible d'interagir avec le milieu dense. Un des objectifs à plus long terme de ce travail de thèse sera de coupler la production de jets avec celle du milieu, en introdui-

sant des interactions jet-milieu dans un générateur d'événements complet, ce qui impacterait la deuxième moitié du graphe ($p_{\perp} > 2 \text{ GeV}/c$).

2.4.3 Les photons prompts

Les photons, n'étant pas sensibles à l'interaction forte, traversent le QGP sans altération majeure. Ils sont donc une sonde de ce qui se passe aux premiers instants de la collision, ou du moins, du moment où ils ont été formés, comme nous l'avons vu au début de la section 2.4.

Les photons de décroissance proviennent de la décroissance de particules, principalement π_0 et η . Les photons radiatifs produits dans le QGP ou dans le gaz de hadrons renseignent sur l'état final. Les photons prompts sont produits par le sous-processus au niveau partonique. Ces photons ont un haut $p_{\perp}$ et nous renseignent sur l'état initial. Nous discuterons après différentes contributions aux photons prompts : ceux produits directement dans le processus dur et ceux provenant de la fragmentation d'un parton dur. Ces définitions peuvent varier suivant les auteurs [79]. On peut voir sur la fig 2.15 l'influence des différents types de photons produits. D'une manière générale, les photons de décroissance (en vert) dominent et forment un bruit qu'il faudra enlever du signal pour étudier les photons. Les photons thermiques (en rouge) sont dominants à bas $p_{\perp}$, à haut $p_{\perp}$ ce sont les photons prompts (bleu). Il existe une zone intermédiaire où la prédominance de tel ou tel type de photon est difficile à déterminer [80].

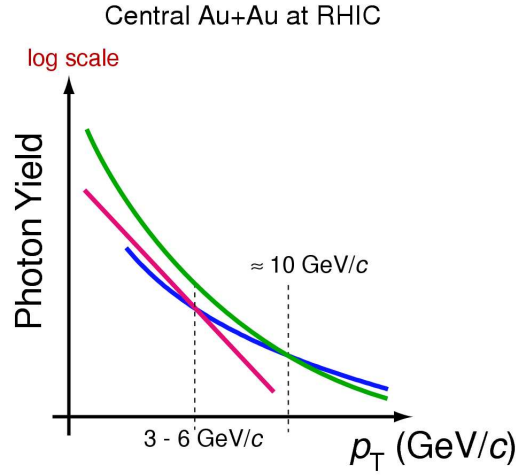


FIG. 2.15 – Vision schématique des différents types de photons produits : décroissance (vert), thermique (rouge), prompt (bleu) [80].

Les photons thermiques sont issus directement du QGP, ils pourraient donc être une sonde privilégiée pour étudier la thermalisation de la matière. Comme

nous l'avons déjà évoqué, l'étude des photons est délicate car elle nécessite une bonne maîtrise du bruit de fond généré par les décroissances des particules telles que π_0 et η . Ces décroissances produisent énormément de photons qu'il faut savoir différencier du signal. On peut voir sur la Figure 2.15 que le nombre de photons de décroissance est très grand. La validité des mesures va donc être influencée par la capacité des expérimentateurs à extraire les spectres des photons de décroissance.

Lorsque deux noyaux entrent en interaction, il peut se produire un sous-processus dit dur au niveau partonique : collision de deux partons portant chacun une fraction x de l'énergie du noyau incident. Certaines réactions donnent des photons comme : $q + g \rightarrow q + \gamma$ et $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$, q représente un quark, $\bar{q}$ un antiquark, g un gluon et γ un photon. Le quark ou le gluon produit (avec une grande impulsion transverse, $p_\perp$) s'hadronise en formant un jet (flux collimaté de particules avec un grande impulsion transverse), la direction principale du jet est celle de la particule initiatrice de ce jet. Ces événements sont appelés γ -jet [81]. Les propriétés du jet sont modifiées s'il traverse un milieu (QGP) : c'est la perte d'énergie des jets (*jet-quenching*). Nous reviendrons sur ce phénomène dans la section suivante. En mesurant l'énergie du photon associé nous obtenons l'énergie de la particule initiatrice du jet. En comparant les différentes données, côté photon et côté jet, on peut remonter aux informations sur le milieu.

S'ajoutent à ce descriptif entre autre, les photons de fragmentation qui proviennent de la fragmentation d'un parton dur en photon. Même si le photon est issu d'un parton dur (sonde de l'état initial) et que lui-même n'est pas sensible au milieu, ce signal peut malgré tout être impacté par le milieu : le parton dur pouvant subir le *jet-quenching* avant de fragmenter [82, 83]. Mentionnons également les photons produits par effet Compton dans le plasma, dû à la collision d'un parton dur avec un photon thermique du plasma. Ces photons peuvent également être appelés photons de conversion étant donné qu'il s'agit de la conversion d'un jet en un photon avec presque le même moment que celui du parton originel. Ces photons ne peuvent être produits qu'en présence d'un milieu (effet Compton) et de la même façon que pour les photons de fragmentation, ce signal peut être influencé par le milieu si le parton a interagi avec celui-ci avant la conversion [82, 83].

A priori, mises à part les difficultés d'extraction du signal, les photons directs sont une sonde claire de l'état initial étant donné qu'ils n'interagissent pas avec le milieu. La production de photons directs dans les collisions d'ions lourds devrait alors être la même que dans les collisions proton-proton (normalisées par le nombre de collisions binaires). Notons toutefois que le rapport des deux n'est pas strictement 1 du fait, par exemple, des corrections d'isospin (différence proton-neutron) [83, 84]. Cependant, certains photons peuvent être produits dans des mécanismes tels que la fragmentation ou l'effet Compton, ils sont initiés par des partons durs (état initial) et, par ce biais, sont sensibles à l'interaction avec le milieu. Il n'est donc plus garanti que la production de photons directs soit la même

dans les ions lourds que dans proton-proton (en tenant compte des effets d'isospin). Ces différentes composantes devront être étudiées attentivement au LHC. Les photons seront donc d'un grand intérêt pour nous en tant que test du modèle.

2.4.4 Les Jets et le *Jet-Quenching*

Pour étudier la formation (ou non) d'un QGP dans les collisions d'ions lourds, il est intéressant de comparer certaines observables avec des collisions élémentaires proton-proton (pp). A priori, le QGP ne pouvant pas être formé dans ces collisions, ces dernières servent alors de référence élémentaire. Malgré tout, il n'est pas encore acquis qu'aux énergies LHC, les collisions pp soient triviales et basiques notamment dans le cas de collisions avec de fortes multiplicité comme nous le discuterons par la suite.

Cette section est dédiée aux jets, qui sont intéressants étant donné qu'ils sont issus des processus durs, calculables en QCD perturbative. Nous avons déjà introduit la notion de jets dans la section 2.2.1. Rappelons que les jets sont des flux collimatés de particules provenant de la fragmentation de partons durs. De façon grossière, un jet peut être vu de la manière suivante, il est composé de plusieurs hadrons localisés dans un cône de rayon R et dont le centre correspond à la particule la plus énergétique. Les partons durs sont produits dans l'état initial. Les jets sont donc au premier abord des observables de l'état initial. Cependant la fragmentation du parton dur peut avoir lieu dans le vide ou dans un milieu (QGP). Le jet est donc une variable complexe de l'interaction entre l'état initial et le milieu, nous y reviendrons lorsque nous aborderons leur identification expérimentale.

Dans les collisions noyau-noyau, à très grand $p_{\perp}$, s'il n'y a pas de plasma, la production de jets sera la même que dans proton-proton (correctement normalisée). Cependant, si un plasma est formé, les particules issues des processus durs vont interagir avec ce dernier et perdre de l'énergie avant de s'hadroniser en jet, c'est le « *jet-quenching* » (perte d'énergie des jets). On peut observer un schéma de ce mécanisme sur la Figure 2.16, où l'on peut voir deux partons issus d'un processus dur qui interagissent avec le milieu formé par la collision noyau-noyau avant d'hadroniser en jets. Le terme de *jet quenching* est un peu galvaudé dans le sens où le jet final aura la même énergie totale, cependant c'est la distribution en multiplicité et en énergie qui sera modifiée et éventuellement la géométrie. L'étude des jets sera une physique d'intérêt dans l'expérience ALICE, où l'on attend des jets très énergétiques, de l'ordre d'une centaine de GeV. Cette propriété de perte d'énergie des jets avait été prédite en 1982 par Mr Bjorken [85]. Les modèles de perte d'énergie des jets ont ensuite été développés [86–88], les auteurs suggèrent que la perte d'énergie des partons est principalement radiative (radiations de gluons). Ce phénomène implique une réduction de l'impulsion moyenne des hadrons issus de la fragmentation. Récemment, il a été suggéré que pour les jets de très haute énergie, la composante collisionnelle (collisions sur des partons du milieu) n'est

plus négligeable [89, 90], particulièrement pour les quarks lourds pour lesquels les phénomènes radiatifs ne sont pas encore complètement maîtrisés [91]. Ainsi, le phénomène de *jet-quenching* rend compte de l'interaction entre l'état initial et le milieu.

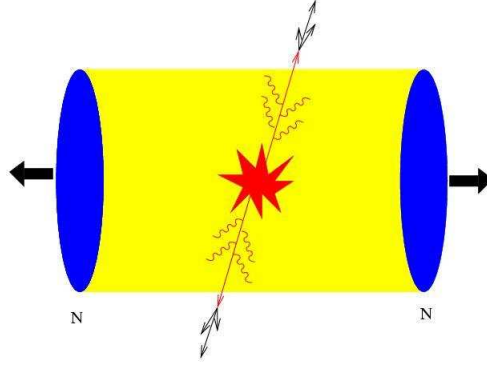


FIG. 2.16 – Collision d'ions lourds et *Jet-Quenching*.

Les observables liées aux jets sont pertinentes pour ce travail de thèse. En effet, nous nous efforçons de travailler sur les processus durs. Ainsi, la comparaison à des données expérimentales se fera sur des observables liées aux processus durs : spectre en impulsion transverse, facteur de modification nucléaire (R_{AA}), corrélations azimutales. L'étude des jets s'est développée au RHIC. Avec les énergies atteintes au LHC, la communauté attend beaucoup de ces observables. Ainsi, le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE, qui ne devait être qu'une amélioration ultérieure, est devenu un programme d'actualité. Son fonctionnement dès le démarrage du LHC permettra d'étudier la composante neutre des jets ainsi que les événements γ -Jets [81]. Cet engouement a motivé ce travail pour produire des processus durs de façon rapide dans un générateur d'événements complets.

Même si les observables liées aux jets sont très intéressantes, elles sont également très délicates à discuter. En effet, d'un point de vue théorique, le jet provient de la fragmentation d'un parton dur en un flux collimaté de particules. D'un point de vue expérimental, cet amas de particules est mélangé avec des particules issues de l'événement sous-jacent. Pour parler de jet, il faut faire appel à un algorithme de reconstruction de jets (*jet-finder*), programme informatique qui reconstruit les jets. Il en existe plusieurs types, les principaux étant fondés sur des algorithmes de cône [92, 93] ou des algorithmes de type recombinaison (k_T [94], anti- k_T [95]). Ils ont chacun un fonctionnement différent et des développements sont encore en

cours, nous y reviendrons dans la section 7.3. Pour reconstruire les jets, il faut également définir le rayon du cône formé par le jet R . En pratique différents R sont utilisés, souvent dictés par les contraintes expérimentales. Nous comprenons alors que la notion de jet est très sensible aux analyses de données qui sont faites. Par exemple, suivant le R et le *jet finder* utilisé, le nombre de jets reconstruits pourra être différents modifiant ainsi les propriétés des jets reconstruits. Par exemple, si pour un grand R , le *jet-finder* identifie un jet avec une énergie E , pour un R plus petit, il en identifiera deux avec chacun une fraction de l'énergie E du jet précédent. Nous aurons l'occasion de revenir plus en détail sur cette problématique par la suite, mais cela nous indique déjà la nécessité de maîtriser la définition de jets utilisée dans un modèle si l'on souhaite comparer avec des résultats expérimentaux.

Nous avons explicité que la suppression de jets donnait lieu à une diminution de l'impulsion transverse moyenne dans le jet. On s'attend donc à trouver moins de particules de grandes impulsions transverses s'il y a *jet quenching*. Pour discuter et tenter de quantifier cette suppression des hauts $p_\perp$ dans les spectres, il a été proposé de regarder le rapport du spectre en impulsion transverse noyau-noyau avec celui pour proton-proton, normalisé par le nombre de collisions binaires [96]. Ce rapport se nomme : R_{AA} ou facteur de modification nucléaire. Son expression est la suivante :

$$R_{AA} = \frac{d^2 N^{AA}/dp_\perp d\eta}{T_{AA} d^2 \sigma^{pp}/dp_\perp d\eta} \quad (2.7)$$

avec : $T_{AA} = \langle N_{\text{bin}} \rangle / \sigma_{\text{inel}}^{pp}$.

Dans la limite des grandes impulsions transverses, $p_\perp$ supérieures à 6 GeV/c, lorsque R_{AA} est égale à 1, il y a la même distribution en impulsion transverse dans les collisions pp et noyau-noyau : pas de *jet quenching*. Si au contraire, R_{AA} est inférieur à 1, on observe une suppression dans les collisions noyau-noyau par rapport aux collisions pp : cela devrait être un signal de suppression de jet. Le R_{AA} est donc considéré comme une variable privilégiée du *jet quenching*. Pour les impulsions inférieures à 6 GeV/c, les phénomènes mis en jeu sont plus délicats à discuter. En effet, pour les très bas $p_\perp$ (< 1 GeV/c), la zone est régie par la physique molle. Aux $p_\perp$ intermédiaires (entre 1 et 6 GeV/c), il peut y avoir plusieurs contributions et en premier lieu, une combinaison de contribution molle et dure. S'ajoute à cela l'hydrodynamique que nous avons déjà discutée pour le v_2 . De plus des phénomènes nucléaires tels que l'effet Cronin avec de la diffusion multiple peuvent modifier également le R_{AA} . La première mesure expérimentale de ce facteur a établi une mesure du R_{AA} inférieur à 1 [97]. La comparaison avec le R_{dA} pour les collisions deuteron-Or apporte des informations complémentaires pour une interprétation du R_{AA} . Cependant, l'interprétation de cette zone intermédiaire est encore soumise à débat.

Lorsque la même énergie que pour les collisions noyau-noyau n'est pas disponible expérimentalement pour les collisions pp , le R_{CP} est utilisé. Le rapport

est fait cette fois-ci entre les collisions les plus centrales et les collisions les plus périphériques. Pour l'interprétation, une supposition est faite : la même physique est à l'oeuvre dans les collisions périphériques que dans les collisions pp (pas de formation d'un milieu). La Figure 2.17 présente différents facteurs de modification nucléaire issus des quatres expériences de RHIC pour des collisions Au-Au et d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [38, 41, 43, 46]. Globalement, le facteur de modification nucléaire dans les collisions d-Au est proche de l'unité. Ceci peut être interprété comme l'absence de suppression de jet dans ces réactions et donc l'absence de QGP, il n'y a que les effets de la matière nucléaire froide. *A contrario*, dans les collisions Au-Au, à grand $p_{\perp}$, les quatre expériences mesure un R_{AA} de l'ordre de 0.2, ce qui semble indiquer la présence de QGP, de l'interaction avec l'état final. Ces mesures comptent parmi les preuves les plus probantes quant à la formation d'un milieu dense en faveur de la production du Plasma de Quarks et de Gluons aux RHIC.

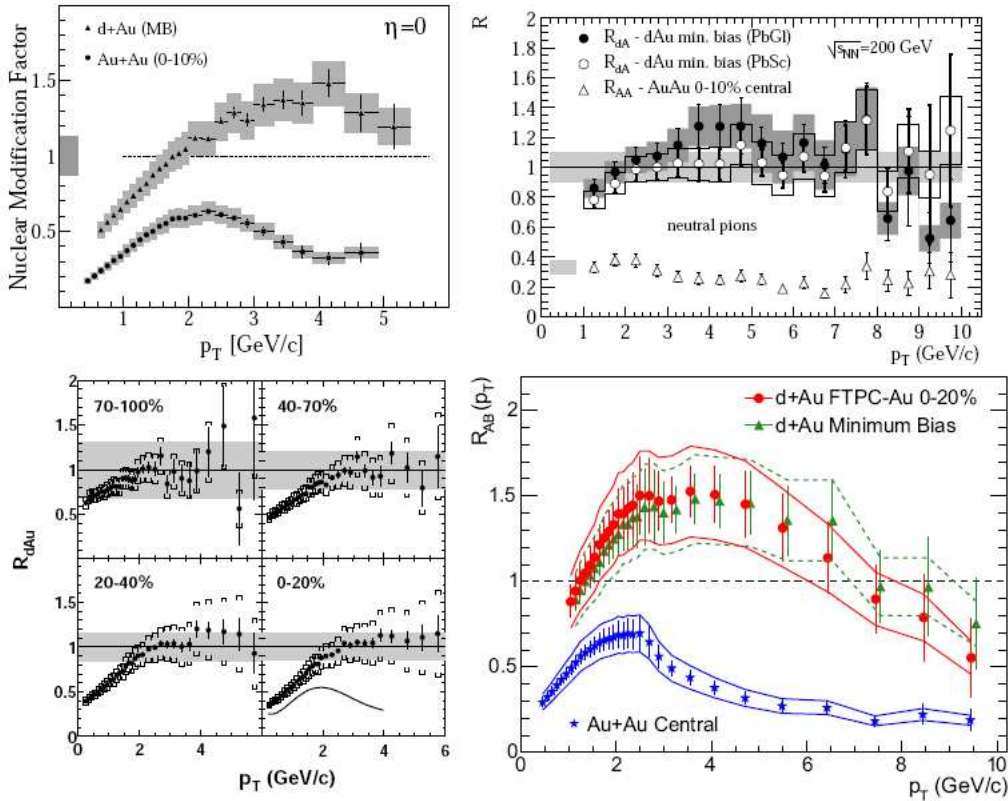


FIG. 2.17 – Facteur de modification nucléaire R_{AA} pour les hadrons chargés et les π^0 dans les collisions Au-Au et d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Données de BRAHMS en haut à gauche, PHENIX en haut à droite, PHOBOS en haut à gauche et STAR en bas à droite. [46]

Pour étudier la suppression de jets, on peut étudier les distributions de corrélation azimutales des hadrons de hautes impulsions transverses. Dans les processus durs, la réaction la plus probable est celle qui donne deux partons durs pour ensuite hadroniser en deux jets avec un angle de 180° . Pour tracer le graphe de la Figure 2.18, sont sélectionnés des hadrons de $p_\perp$ supérieure à $4 \text{ GeV}/c$ [98], ce qui permet d'observer où (en angle azimutal) sont distribués des hadrons de $p_\perp$ supérieure à $2 \text{ GeV}/c$. Ainsi dans les collisions pp et d-Au, on observe un premier pic à $\Delta\phi = 0$ et un deuxième à $\Delta\phi = \pi$. Par contre, dans les collisions AuAu, le second pic est supprimé. Les auteurs de [98] argumentent que si cette suppression est un effet de l'état initial dans les collisions AuAu, nous observerions la même suppression dans les collisions d-Au. Ils en concluent que cette observation est une manifestation de la présence de plasma de quarks et de gluons et du phénomène de suppression de jets. Dans les cas extrêmes où les partons durs sont produits près de la surface, un jet ne subira aucune suppression, tandis que l'autre à 180° traversera tout le milieu formé et sera donc fortement supprimé. C'est ce phénomène que l'on observe sur la Figure 2.18.

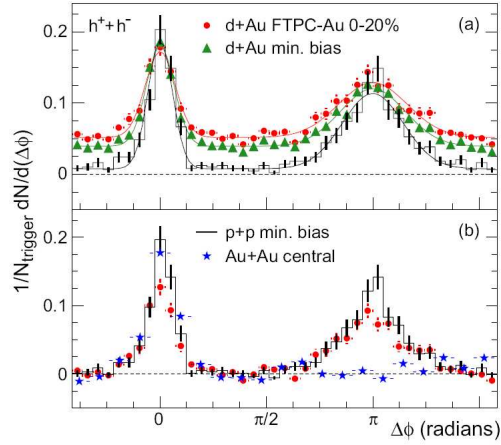


FIG. 2.18 – (a) Distributions des corrélations azimutales à deux particules pour des événements de biais minimum, des collisions centrales d-Au et pp. (b) Distribution azimutale à deux particules pour des collisions AuAu, d-Au, pp [98].

Nous allons présenter maintenant une dernière observable qui permet de mettre en évidence la suppression de jet, il s'agit de la distribution en bosse de la variable $\xi = \ln(\frac{1}{x})$ (*Hump-back plateau*). Nous avons déjà discuté le fait que la suppression de jet entraîne une redistribution de l'impulsion transverse et de la multiplicité des particules dans le jet. S'il y a suppression, les grandes impulsions transverses sont défavorisées au profit des petites. Ce mécanisme devrait être observé au LHC comme suggéré par messieurs Borghini et Wiedemann [99]. La Figure 2.19 illustre ce phénomène et présente la distribution du nombre de hadrons chargés dans un

jet d'énergie donnée en fonction de la variable $\xi = \ln(\frac{1}{x})$ avec $x = \frac{E_{hadron}}{E_{jet}}$; en trait plein : les calculs dans le vide (sans milieu de QGP), en trait pointillé, les calculs dans un milieu. En passant du milieu au vide, nous observons une diminution des petits ξ (grand $p_{\perp}$) au profit d'une augmentation des grands ξ (petits $p_{\perp}$). J'ai choisi ici de discuter cette observable car elle sera grandement étudiée par les expérimentateurs de l'expérience ALICE.

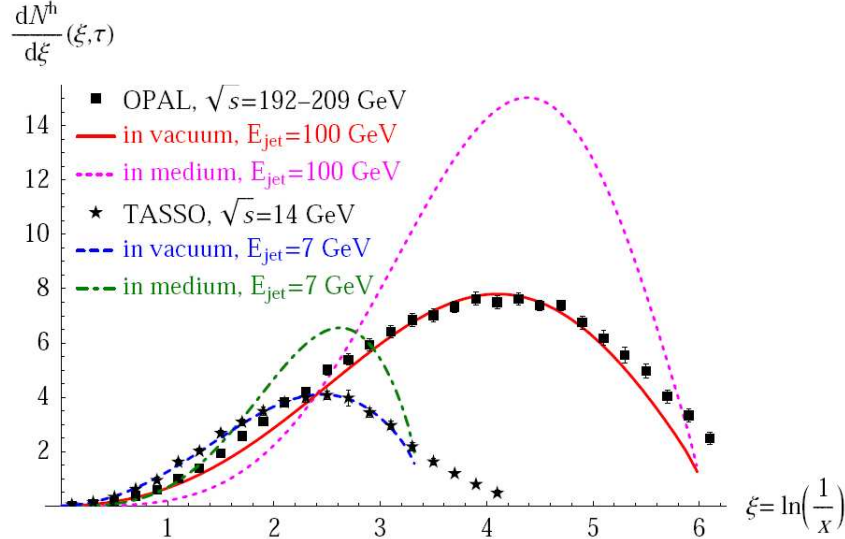


FIG. 2.19 – Distribution inclusive de hadron seul en fonction de $\xi = \ln(\frac{E_{jet}}{p})$. Comparaison avec des données expérimentales des expériences OPAL et TASSO. Figure extraite de [99].

La Figure 2.20, extraite de [100] présente des résultats récents sur l'étude des jets dans l'expérience STAR au RHIC. La Figure de gauche présente un histogramme à trois dimensions : nous visualisons l'impulsion transverse en fonction de η et ϕ . Cette Figure permet de visualiser un jet dans une collision AuAu centrale (0–20%) à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Le graphe de droite présente la fonction de fragmentation $dn/d\xi$. Nous pouvons comparer les données AuAu et pp. Il semble au premier abord qu'il n'y ait pas de différence : pas d'effet de milieu, pas de *jet-quenching*, ce qui est très surprenant et remet en cause notre compréhension des ions lourds. Il nous faut cependant être vigilant quant aux techniques utilisées pour produire ces données, que ce soit au niveau de la soustraction du bruit de fond, de l'algorithme de reconstruction de jet, de l'extraction de l'énergie du jet ou encore de la façon dont cette énergie est ensuite corrigée [100, 101]. L'auteur indique également : « *This preliminary conclusion depends heavily on the assumptions of PYTHIA fragmentation* ». Ainsi, il ne faut pas analyser trop vite ce graphique et attendre la vérification des différents paramètres de l'étude. Nous comprenons ici qu'extraire

des informations pertinentes d'une masse de données est une tâche délicate qui parfois peut être conditionnée par des modèles ou un générateur d'événements. Nous voyons ici une grande motivation à notre étude des processus durs dans un événement complet, une approche transversale à celle pratiquée dans PYTHIA.

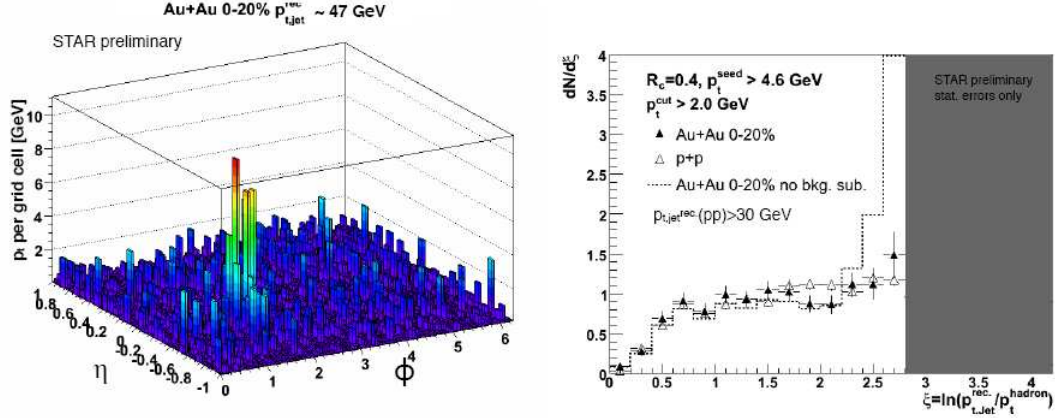


FIG. 2.20 – Figure extraite de [100]. À gauche : visualisation d'un jet de 47 GeV dans une collision centrale Au+Au 200 GeV. À droite : fonction de fragmentation dans une collision centrale Au+Au 200 GeV, comparaison avec les données en proton-proton.

Dans ce premier chapitre, nous avons introduit le contexte physique global de notre étude et les motivations. Nous avons mis en évidence l'intérêt d'étudier le plasma de quarks et de gluons. Nous avons présenté quelques résultats du RHIC que nous avons mis en perspective avec le LHC et l'expérience ALICE. Finalement, nous avons discuté de la difficulté d'avoir des observables pour discuter la formation, ou non, d'un plasma ainsi que ses caractéristiques. Nous avons présenté quelques observables qui sont d'intérêt pour cette thèse comme l'étude des particules charmées, l'écoulement elliptique, la production de photons et plus particulièrement les jets et le *jet quenching*. Toutes les observables que nous avons discuté l'ont été du point de vue des processus durs : c , γ et jets issus de ces processus. Le v_2 a été discuté car il dénote de la formation d'un milieu et de l'éventuel interaction des processus durs avec celui-ci. Nous avons discuté que lorsqu'il y a production d'un milieu, tel que le QGP, les observables de l'état initial sont susceptibles d'interagir avec celui-ci, rendant beaucoup plus délicate la séparation entre les observables de l'état initial, celle de l'état final et l'interaction entre les deux. Nous voyons alors l'importance de développer les processus durs dans un générateur d'événements complets pour disposer d'un outil numérique qui soit à même de discuter plusieurs observables dans le même temps. Dans le chapitre suivant, nous présenterons des modèles théoriques essentiels pour la compréhension

des ions lourds et des collisions pp, nous comparerons EPOS avec d'autres modèles qui ont des prédictions pour le LHC, puis nous nous attarderons sur la notion de générateur d'événements et plus spécifiquement sur PYTHIA.

Chapitre 3

Des modèles théoriques aux générateurs d'événements

*Si les faits ne correspondent pas à la théorie,
changez les faits.*
Albert Einstein

Le chapitre 1 nous a permis de situer cette thèse dans le contexte physique des problématiques liées aux collisions proton-proton et ions lourds aux énergies du LHC, le chapitre 2 va présenter les aspects théoriques relatifs à cette physique. Nous discuterons d'abord des points de bases tel que le modèle des partons et la théorie de Gribov-Regge en mettant en évidence l'importance des interactions multiples. Par la suite, il sera question de comparer EPOS avec d'autres modèles pour les collisions d'ions lourds et ce, dans le but de situer ce travail dans le cadre de la communauté internationale. Finalement, nous aborderons la notion de générateur d'événements et nous présenterons PYTHIA.

3.1 Du côté de la théorie

L'objectif de cette partie est de poser les bases théoriques auxquelles nous faisons références dans ce manuscrit. Habituellement, la production de jets est décrite par le modèle des partons en QCD perturbative. Comme nous allons le détailler dans la première section, ce modèle est très efficace pour calculer des sections efficaces inclusives. Nous discuterons dans un deuxième temps la problématique des interactions multiples et la nécessité de les prendre en compte pour caractériser un événement complet. Par la suite, la théorie de Gribov-Regge, cadre traitant les interactions multiples, sera présentée ainsi que les limitations d'une telle approche. En réalisant la synthèse de ces trois points, nous aborderons la *Parton-Based Gribov-Regge Theory*, creuset théorique d'EPOS, théorie dont l'objectif est de s'affranchir des limitations des deux approches, modèle des partons et théorie de Gribov-Regge, pour permettre le traitement d'événements complets.

Finalement, nous terminerons par une présentation du modèle des cordes, modèle phénoménologique pour décrire la production de particules (passage des partons aux hadrons, ou hadronisation).

3.1.1 Le modèle des partons

Le modèle des partons, proposé par Feynman en 1969 [102], permet d'expliquer les collisions proton-proton (pp) en décomposant la section efficace en somme d'interactions plus fondamentales. Historiquement, ce modèle a d'abord été appliqué avec succès aux diffusions e^-p par Bjorken et Pachos [103], avant d'être appliqué aux collisions proton-proton. Nous ne retracerons pas ici toute la démarche, qui est explicitée entre autre dans [104], mais nous présenterons d'abord succinctement les collisions e^-p pour ensuite étendre le concept aux collisions pp .

Présentation

Le proton n'est pas une particule élémentaire, il est composé de partons. Chaque parton prend une fraction x (variable de Bjorken) de l'impulsion du proton. La diffusion d'un lepton sur un nucléon peut être vue comme la diffusion élastique du lepton sur un parton constituant ponctuel. Les partons peuvent être alors considérés comme des particules libres qui font une collision avec le lepton. Cela n'est vrai que si la virtualité, Q^2 qui est relié à l'impulsion transférée lors de l'interaction, est grande : l'interaction entre les partons est de plus en plus faible, comme on peut le voir dans l'équation 2.1 où il apparait que la constante de couplage α_s devient petite lorsque Q^2 est grand. La Figure 3.1 présente l'interaction entre un électron et un proton dans le modèle des partons.

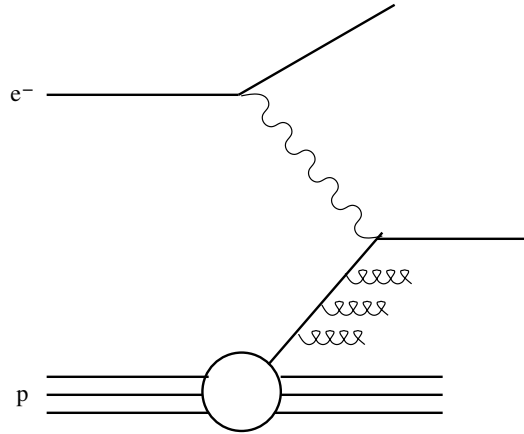


FIG. 3.1 – Interaction entre un électron et un proton dans le modèle des partons : l'électron interagit avec un quark après radiation.

Ce modèle permet de factoriser les processus et donc de les traiter indépendamment, avec :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{ep \rightarrow eX} = \sum_i \int dx f_i(x) \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{eq_i \rightarrow eq_i}, \quad (3.1)$$

σ est la section efficace ; $t = (P_1 - P_3)^2$ la variable de Mandelstam où P_1 et P_3 sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion de l'électron entrant et de l'électron sortant ; $f_i(x)$ les fonctions de distributions partoniques i dans le proton, nous y reviendrons après ; $ep \rightarrow eX$ signifie que la collision d'un électron et d'un proton produit un électron et des particules non détectées ; $eq_i \rightarrow eq_i$ signifie un électron et un parton diffusent de manière élastique. Finalement, nous pouvons ramener des interactions

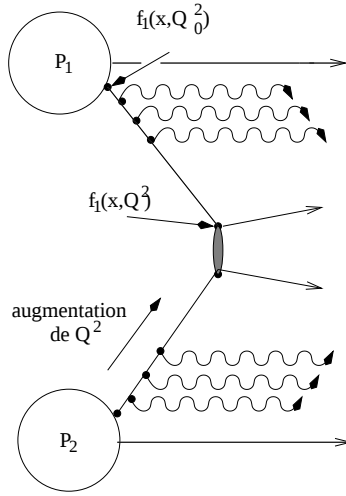


FIG. 3.2 – Rayonnement de l'état initial : les partons qui participent au sous-processus dur rayonnent, le Q^2 de ces partons augmente

« non élémentaires », du type e^-p , à une somme d'interactions élémentaires du type e^-q . Par extension ce modèle permet de décrire les interactions à hautes énergies entre hadrons (tel que proton-proton) comme résultant d'interactions entre partons : quarks et gluons. La Figure 3.2 schématise une collision proton-proton vue dans le modèle des partons. Dans chaque proton un parton entre en interaction. Il réalise plusieurs branchements (radiations d'état initial) avant d'entrer dans le processus dur $2 \rightarrow 2$. La Figure 3.3 schématise le modèle des partons pour une collision pp . Le processus dur est l'élément central de la description, chaque parton prend une fraction x de l'impulsion du proton initial. Les fonctions f sont les fonctions de distribution des quarks et des gluons dans les hadrons. $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ représente la section efficace de diffusion des partons q_1 et q_2 . Les fonctions $F(z)$ sont les fonctions de fragmentation du partons en hadrons. Notre discussion s'arrête à la production de partons en sorti du processus dur. Nous discuterons dans la dernière section de ce

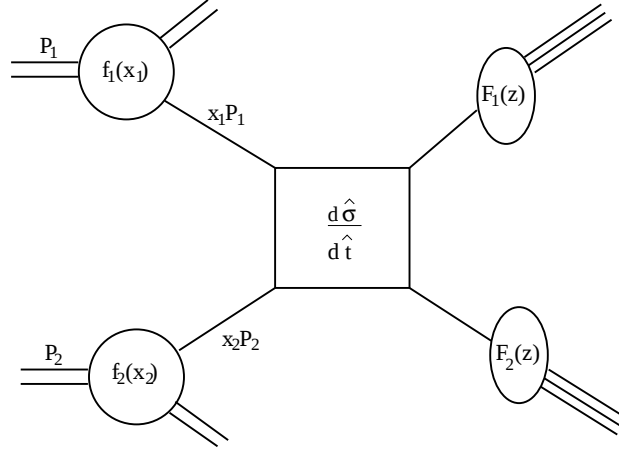


FIG. 3.3 – Collisions pp dans le modèle des partons. Les partons 1 et 2 issus des protons 1 et 2 entrent dans le sous processus-dur. $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ représente la section efficace différentielle pour le sous-processus $2 \rightarrow 2$. Les partons produits fragmentent pour donner des hadrons.

chapitre un modèle phénoménologique d'hadronisation, le modèle des cordes. Avec les notations de la figure, la section efficace pour la production de deux partons durs s'écrit :

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow q3q4}}{dt} = \sum_{q1q2} \int dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}^{q1q2 \rightarrow q3q4}}{d\hat{t}} \quad (3.2)$$

qui est une généralisation de (3.1). À partir de l'équation 3.2, nous comprenons qu'il y a deux types de grandeurs qu'il nous faudra calculer pour avoir accès à la section efficace inclusive de production de jet par exemple. La première concerne les éléments de matrices $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}$ qui peuvent être aisément calculés à partir des diagrammes de Feynman [105–107] à l'ordre dominant (*leading order*). Pour tenir compte des ordres supérieurs, l'expression (3.2) est multipliée par un facteur K (généralement compris entre 1 et 2). Cette approximation est utilisée aussi bien dans PYTHIA que dans EPOS.

Le deuxième élément se réfère aux fonctions de distribution partoniques (PDF) f_1 et f_2 des figures 3.2 et 3.3. Nous allons les discuter plus en détail.

Fonction de distribution partonique

Les fonctions de distribution partoniques peuvent être vues comme la densité de probabilité de trouver un parton dans le nucléon (dans le cas d'une collision proton-proton par exemple) avec une fraction x de l'impulsion du proton emportée par le parton et une certaine impulsion Q^2 comme illustrée sur la Figure 3.2 (pour

une revue voir [108]). Ces fonctions sont déterminées par des paramétrages globaux des données expérimentales. D'un point de vue pratique, l'Université de Durham tient à jour une base de données avec les principaux paramétrages des différentes équipes [109].

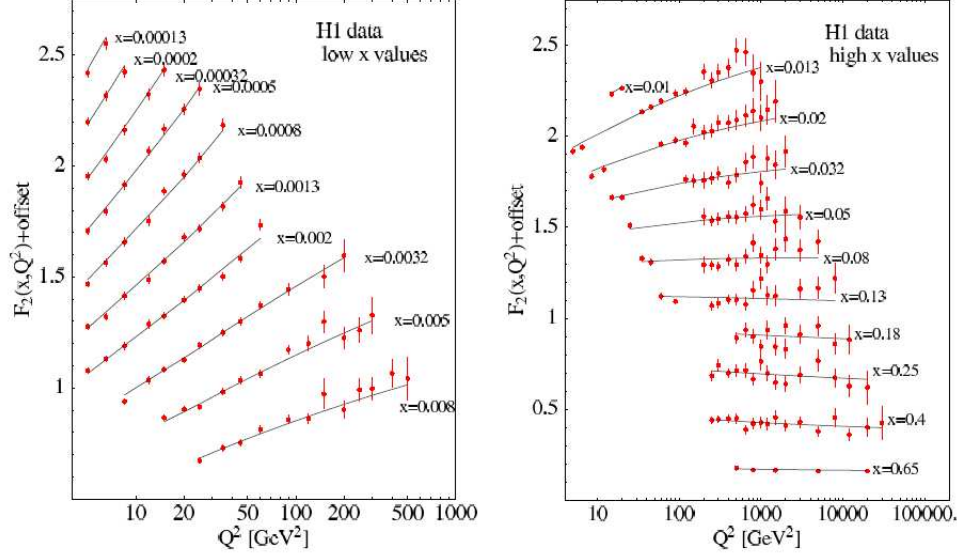


FIG. 3.4 – Comparaison entre les données de l'expérience H1 et CTEQ6M pour l'observable F_2 [110].

Il est important de les discuter car PYTHIA qui est fondé sur le modèle des partons les utilise. De plus, pour discuter des observables sur la production de jets, nous comparerons des calculs utilisant ces différents sets de paramétrages. Pour les protons, la collaboration CTEQ, qui produit sa version 6.6 [110, 111], utilise un paramétrage global d'un très grand nombre de données. Les innovations apportées dans la version 6 permettent d'améliorer grandement la précision et d'obtenir une évaluation quantitative des incertitudes. La Figure 3.4 présente une comparaison entre le jeu CTEQ6M (« meilleur paramétrage global ») et les données de l'expérience H1 pour l'observable F_2 , facteur de forme $\sigma_r \approx F_2$ avec σ_r la section efficace à un échange de photon pour la diffusion profondément inélastique. Sur cette figure, nous pouvons observer un très bon accord entre les valeurs prédites par CTEQ6M et les données expérimentales. Nous pouvons établir le même constat pour la Figure 3.5 qui présente la section efficace inclusive de production de jets pour les expériences D0 et CDF. CTEQ représente des PDF de référence qui sont notamment utilisées par défaut dans PYTHIA.

Il existe également GJR08 [112], successeur de GRV [113], qui présente un très bon accord avec les données comme nous pouvons le constater sur les Figures 3.6

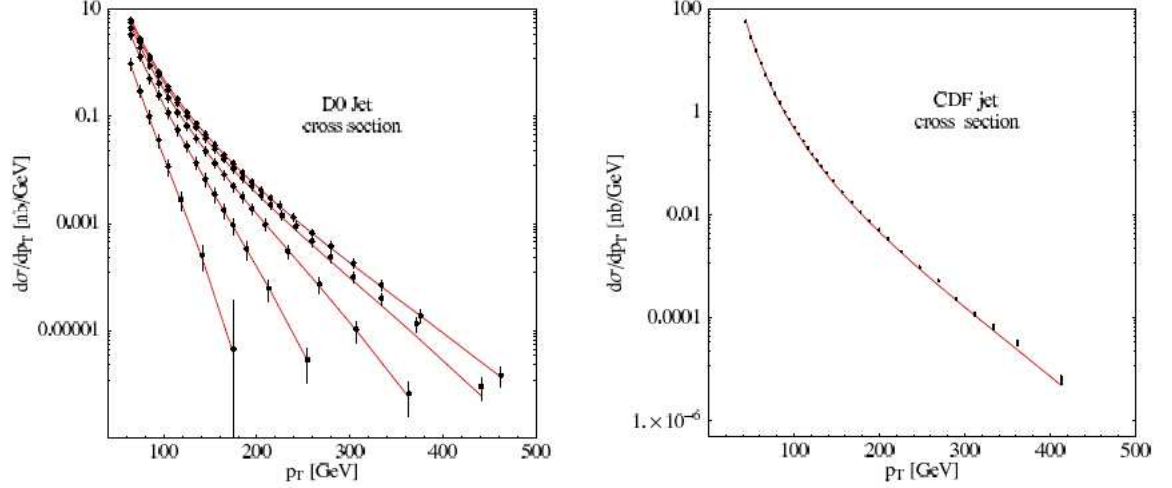


FIG. 3.5 – Test de CTEQ6M pour la section efficace inclusive de production de jet (à gauche) D0 pour différente tranche en rapidité et (à droite) CDF pour la rapidité centrale $\eta < 0.5$ [110]

et 3.7 où les même observables que pour CTEQ sont montrées. Cette approche utilise des distributions de partons, à $Q^2 > 1$ GeV, qui sont générées de façon radiative par la QCD. Cette approche est différente de celle utilisée dans CTEQ où il n'y a pas de restrictions sur les distributions d'entrée, ce qui autorise des sections efficaces négatives.

Ce concept de distribution partonique a été étendu, en rassemblant, entre autre, sous une même distribution partonique généralisée (GPD), les fonctions de distribution partoniques que nous venons de discuter ainsi que les facteurs de forme électromagnétiques [114]. Les fonctions habituelles sont des limites de ces fonctions de partons généralisées. Leur objectif est de donner une description détaillée de la structure microscopique des hadrons en fonction de leurs constituants élémentaires. leur développement sont en cours.

Nous avons déjà mentionné dans la section 2.2.2 que l'évolution d'un parton dans un nucléon libre (proton par exemple) et dans un nucléon lié (à l'intérieur d'un noyau) est différente. Historiquement, les noyaux étaient d'abord décrits comme une collection de nucléons quasi-libres : les partons étaient ainsi insensibles à la structure du noyau. Cette image a été contredite en 1982 par une comparaison des fonctions de structures du deutérium et du fer mesurées par la collaboration EMC au CERN. Depuis, les effets nucléaires sont caractérisés par le rapport des fonctions de structure dans le noyau en question, sur celle du deutérium ($R_{F_2}^A = F_2^A/F_2^D$). Suivant les régions considérées de la variable de de bjorken x , ce rapport évolue différemment :

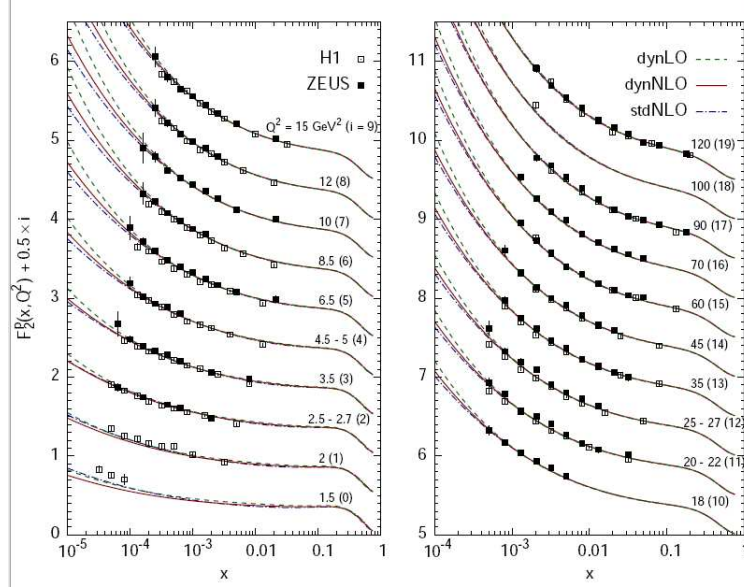


FIG. 3.6 – Comparaison entre les données des expériences H1 et ZEUS avec GJR08 pour l'observable F_2 [112].

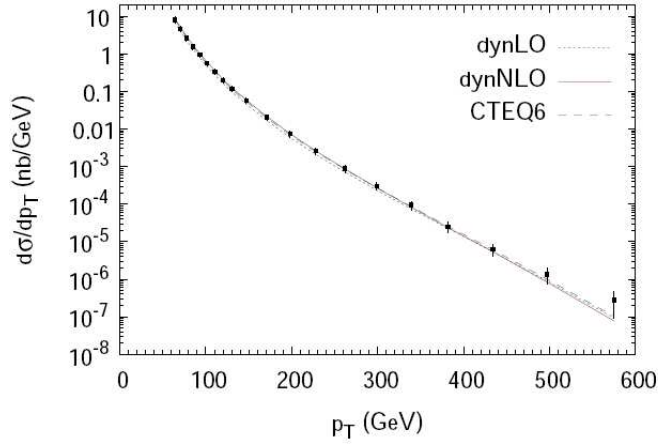


FIG. 3.7 – Test de GJR08 pour la section efficace inclusive de production de jet pour des collision $p\bar{p}$ aux énergies Tevatron [112].

- $x < 0.1$: $R_{F_2}^A < 1$: ombrage (*shadowing*)
- $0.1 < x < 0.3$: $R_{F_2}^A > 1$: anti-ombrage (*anti-shadowing*)
- $0.3 < x < 0.7$: $R_{F_2}^A < 1$: effet EMC
- $x \rightarrow 1$: $R_{F_2}^A > 1$: mouvement de Fermi

Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 2.2.2, l'origine théorique de ces différents comportements est encore soumise à débat. Pour une revue détaillée

PDF	Date de Publi.	Réf.	Remarques
CTEQ 6	2002	[110]	Évaluation quantitative des incertitudes
CTEQ 6.6	2006	[111]	Jeu grandement utilisé (notamment par PYTHIA)
GRV	1998	[113]	Prédécesseur de GJR08 obsolète
GJR08	2008	[112]	Approche différente à CTEQ : Absence de restrictions sur les distributions d'entrée : section efficace négative autorisés
EKS98	1998	[30, 116]	Set pour les noyaux : approche similaire à celle effectuée pour les nucléons
EPS08	2008	[117]	Intègre les données du RHIC et estimation de l'erreur
EPS09	2009	[118]	

TAB. 3.1 – Fonctions de distribution partonique (PDF).

voir [115].

La conséquence principale est qu'il n'est pas possible d'utiliser strictement les PDF déterminées pour les protons pour discuter des noyaux, il faut des ingrédients supplémentaires. Dans PYTHIA, cette transition n'est pas implémentée car PYTHIA produit uniquement des collisions nucléon-nucléon. Dans EPOS, un écrantage ou ombrage est implémenté pour tenir compte des effets nucléaires comme nous le verrons dans les sections suivantes. Cependant, pour calculer des observables ou pour effectuer des comparaisons, nous pouvons être amenés à utiliser des fonctions de distribution partoniques pour les noyaux. Citons EKS98 [30, 116] qui a réalisé un paramétrage complet disponible, suivant une méthode proche de la méthode utilisée pour déterminer les PDF des protons. Des améliorations ont donné lieu à EPS08 [117], puis récemment EPS09 [118], qui intègre les données du RHIC dans le paramétrage des données, des calculs à l'ordre suivant l'ordre dominant (*Next to Leading Order*) ainsi qu'une estimation de l'erreur sur ces PDF.

Le Tableau 3.1 résume l'ensemble des fonctions de distribution partoniques, discutées ici, pour les nucléons et les noyaux. Ce tableau n'est pas exhaustif, il ne présente pas toutes les PDF existantes ni les PDF généralisées. Il présente les paramétrages les plus importants pour cette étude.

3.1.2 Les interactions multiples

Nous avons vu précédemment que dans les collisions, plusieurs interactions pouvaient avoir lieu en parallèle, ces interactions pouvant être dures ou molles. Nous avons vu également que le modèle des partons permet de traiter les processus durs d'un point de vue inclusif, sans tenir compte explicitement des interactions multiples. Nous nous posons alors la question de la pertinence d'un traitement explicite des interactions multiples. C'est-à-dire : Est-il nécessaire de prendre en compte explicitement les interactions multiples dans la génération d'événements complets ?

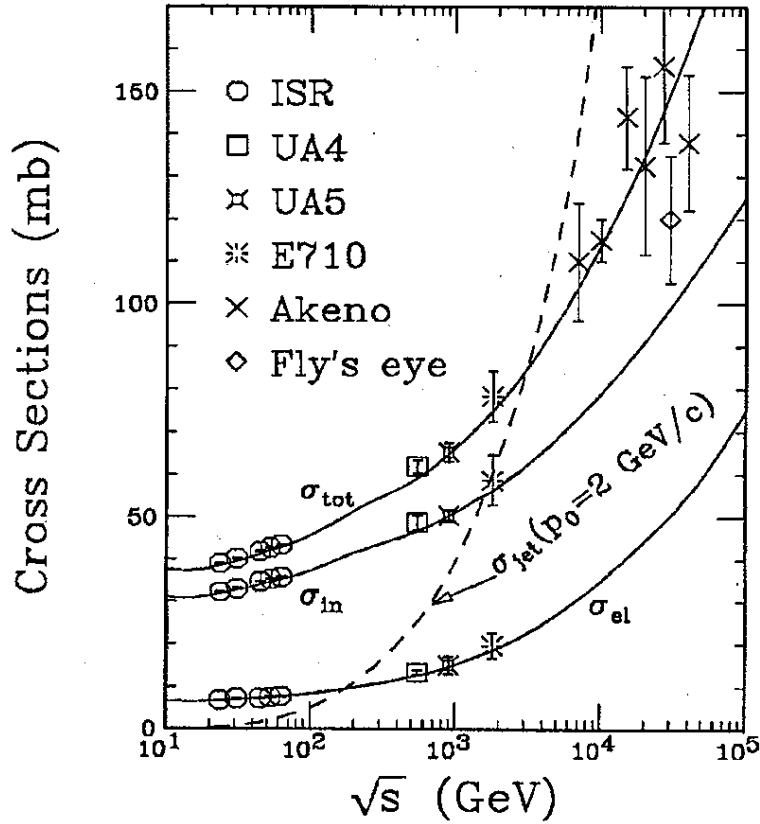


FIG. 3.8 – Sections efficaces pour des collisions proton-proton à différentes énergies dans le centre de masse. Pour des hautes énergies : la section efficace de production de jets, dans le cadre du modèle des partons, est supérieure à la section efficace totale [119].

La Figure 3.8 présente les sections efficaces totales, inélastiques et élastiques pour des collisions pp et $p\bar{p}$ comparées à la section efficace de jets calculée dans le modèle des partons [119]. Nous constatons que pour les hautes énergies : la

section efficace de jets devient supérieure à la section efficace totale. Cela peut s'interpréter par la présence de plus d'une réaction donnant jet+X en voie de sortie par collision et donc plus d'une interaction par collision : il y a plus d'une interaction élémentaire.

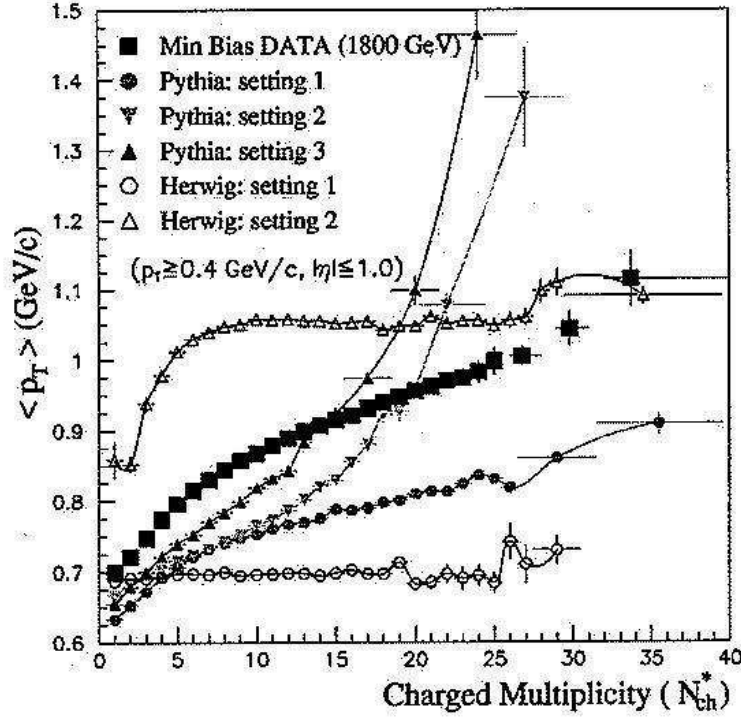


FIG. 3.9 – L'impulsion transverse moyenne en fonction de la multiplicité des particules chargées pour des collisions pp aux énergies Tevatron (1.8 TeV), comparaison des données avec différentes paramétrisation de PYTHIA et Herwing [120].

Un autre argument est illustré sur la Figure 3.9. Ce graphique présente l'impulsion transverse moyenne en fonction de la multiplicité des particules chargées pour des collisions pp à 1.8 TeV [120] issue de la collaboration CDF. Les carrés pleins noirs représentent les données. Plus on sonde les fortes multiplicités, et plus on a des événements avec des interactions multiples. Les autres courbes sont différents jeux de paramètres pour les générateurs d'événements PYTHIA et Herwig qui sont fondés sur le modèle des partons. Les auteurs présentent les meilleurs résultats qu'ils ont obtenus avec les versions disponibles à ce moment. Nous remarquons qu'aucunes courbes ne reproduisent les données. Il apparaît donc que lorsque l'on sonde des observables qui sont sensibles aux interactions multiples, le modèle des partons est limité.

Les résultats illustrés par la figure 3.9 ont été complétés très récemment par

les données supplémentaires de CDF : *Run II*. La figure 3.10 issue de [121] présente une comparaison entre les deux prises de données différentes pour l'impulsion transverse moyennée en fonction de la multiplicité des particules chargées. Nous observons que les deux jeux de données sont dans l'ensemble proches l'un de l'autre même si à forte multiplicité ($N_{ch} > 25$), il y a quelques divergences, mais dans une région où les erreurs systématiques et totales sont plus grandes.

La Figure 3.11 présente une comparaison entre ces données récentes et PYTHIA 6.216. Le premier élément à noter est que certains paramétrages de cette version de PYTHIA permettent, si ce n'est de reproduire complètement les données, de reproduire l'allure. Dans cette dernière version de PYTHIA, un effort considérable a été apporté pour le traitement des interactions multiples, comme nous le verrons dans la section 3.4.4. Ainsi, sur la Fig. 3.11 « *tune A no MPI* » divergent des données (comme sur la figure précédente, car les interactions multiples ne sont pas complètement traitées), tandis que les deux paramétrages suivants reproduisent l'allure générale.

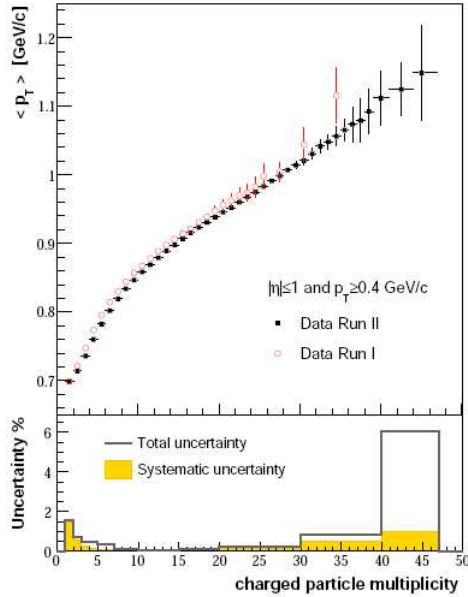


FIG. 3.10 – Dépendance de l'impulsion transverse moyennée en fonction de la multiplicité des particules chargées. Comparaison entre le jeu de données *Run I* et le jeu de données *Run II*. Figure extraite de [121].

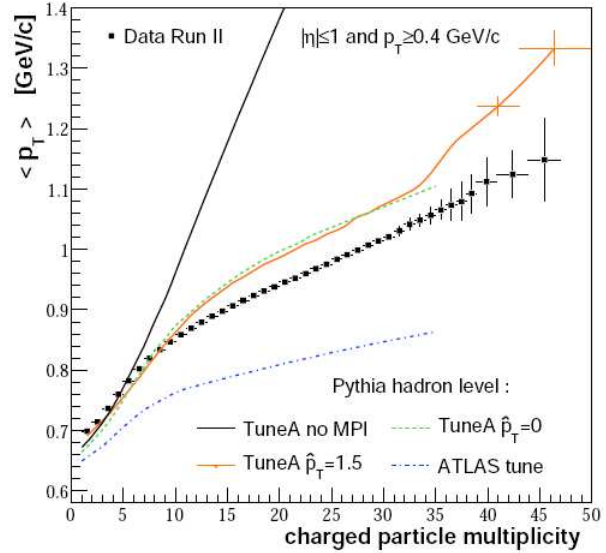


FIG. 3.11 – Comparaison entre les données *Run II* et PYTHIA 6.214 pour l'impulsion transverse moyennée en fonction de la multiplicité des particules chargées. Figure extraite de [121].

Cette discussion répond « oui » à la question posée au début de cette partie

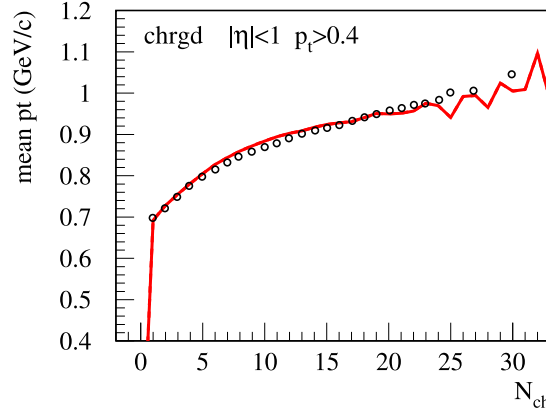


FIG. 3.12 – L’impulsion transverse moyenne en fonction de la multiplicité des particules chargées pour des collisions pp aux énergies Tevatron (1.8 GeV), comparaison des données avec EPOS.

en montrant l’importance d’un traitement sophistiqué des interactions multiples pour être en mesure de reproduire plusieurs observables d’une collision, ce qui est notre objectif dans ce manuscrit. La Figure 3.12 présente le résultat d’EPOS, générateur qui prend en compte les interactions multiples, comparé aux données de la Figure 3.9, EPOS reproduit les données. Cette Figure, où l’observable sensible aux interactions multiples est reproduite par un générateur d’événements qui les prend en compte, donne une motivation pour implémenter les processus durs dans le cadre d’EPOS et être en mesure de générer des événements complets avec les interactions multiples : le dur et le mou dans un même événement.

3.1.3 Suppression AGK

Dans le modèle des partons, les sections efficaces élémentaires et les fonctions de distributions partoniques sont factorisées. Ceci est possible grâce aux suppressions de Abramovsky, Gribov et Kancheli (annulation AGK). Les règles de coupure AGK impliquent que pour le calcul des spectres inclusifs, il est suffisant de ne considérer que le diagramme le plus simple, ne contenant qu’une seule interaction élémentaire. En effet, les contributions avec plus d’une interaction élémentaire s’annulent entre-elles [122].

Ainsi, la structure complexe des interactions multiples n’est pas directement accessible dans le modèle des partons et ce n’est pas sans poser quelques problèmes comme nous le verrons dans la section suivante. Une solution apportée est l’« eikonalisation » [123–125], qui permet de calculer la section efficace inélastique

$\sigma_{\text{inel}}^{h_1 h_2}(s)$ comme la somme de m diffusions, $\sigma_m^{h_1 h_2}(s)$:

$$\sigma_{\text{inel}}^{h_1 h_2}(s) = \sum \sigma_m^{h_1 h_2}(s) \quad (3.3)$$

$$= \int d^2b [1 - \exp(-A(b)\sigma_{\text{incl}}^{h_1 h_2}(s))] \quad (3.4)$$

avec $\sigma_{\text{incl}}^{h_1 h_2}(s)$ la section efficace calculée dans le modèle des partons : cf. eq. 3.2 et σ_m :

$$\sigma_m^{h_1 h_2}(s) = \int d^2b \frac{(A(b)\sigma_{\text{incl}}^{h_1 h_2}(s))^m}{m!} \exp(-A(b)\sigma_{\text{incl}}^{h_1 h_2}(s)) \quad (3.5)$$

$A(b)$ est la fonction de recouvrement proton-proton. Cette technique permet de restaurer la diffusion multiple. Cependant, aucune information n'est donnée pour le partage de l'énergie entre les différentes diffusions. Dans PYTHIA, le processus le plus dur est généré suivant la section efficace inclusive, puis des diffusions multiples sont calculées. Cette méthode ne tient pas compte de tous les aspects des interactions multiples comme nous allons le discuter dans la section suivante.

Même si nous avons discuté ici uniquement du modèle des partons, il ne s'agit que d'une première étape vers une formulation plus complète et rigoureuse des interactions durs, à savoir la pQCD, ou QCD perturbative [126]. Elle donne un justificatif *a posteriori* du modèle des partons. Les théorèmes de factorisation donne un cadre théorique démontré dans le domaine perturbatif [127]. Cependant, l'universalité de la factorisation n'est pas évident et le théorème n'a été démontré rigoureusement que pour certains processus [128].

Finalement, le modèle des partons est un modèle très utilisé dans l'étude des jets. Sa validité dans le domaine des fortes virtualités en fait un outil performant. L'étude des fonctions de distribution de partons (PDF) est un domaine actif de la physique. Cependant, la construction de ce modèle se focalise sur la production des spectres inclusifs ($pp \rightarrow \text{Jet} + X$). Il n'est pas possible de remonter à toutes les informations concernant un événement. Dans ce modèle, les interactions multiples ne sont pas complètement prises en compte. La question est de savoir si la considération des interactions multiples est une notion importante pour générer des événements complets ? D'autre part, mon objectif dans ce manuscrit est l'étude des processus durs en vue d'une application aux jets. J'aurais donc à cœur de comparer les spectres inclusifs de mon approche à ceux du modèle des partons, notamment en comparant avec des fonctions de distributions partoniques (cf chapitre 5).

3.1.4 La théorie de Gribov-Regge

Si l'on souhaite se concentrer sur les aspects mous d'une collision et traiter les interactions multiples, une approche est la théorie de Gribov-Regge [129,130]. Cette

théorie permet de traiter spécifiquement les interactions multiples qui surviennent en parallèle. C'est une théorie de champs effective. On définit un objet : le Pomeron qui représente une interaction élémentaire mais dont la véritable nature n'est pas connue.

Pomeron

Le Pomeron a les nombres quantiques du vide et peut donc être vu comme une excitation du vide. Il a été introduit dans les années 60 par Vladimir Gribov [129, 131, 132] pour expliquer l'augmentation douce des sections efficaces de collisions hadroniques à hautes énergies. L'une des conséquences de l'hypothèse du pomeron est que les sections efficaces des collisions proton-proton et proton-antiproton doivent être égales pour une énergie suffisamment grande. Cela a été démontré par Isaak Pomeranchuk [133]. Le terme de Pomeron lui est d'ailleurs dédié. Dans les années 90, les expériences à Fermilab [134] et à Desy [135] ont montré l'existence de certaines propriétés du Pomeron. En effet, il a été observé que dans les collisions proton-antiproton, où l'on supposait l'échange d'un pomeron, aucune particule n'était détectée dans une large région angulaire [135, 136].

Interaction multiple dans Gribov-Regge

On définit $T(s, t)$, l'amplitude élastique qui correspond à l'échange d'un pomeron et dont les paramètres doivent être déterminés expérimentalement :

$$T(s, t) \approx i s^{\alpha_0 + \alpha' t} \quad (3.6)$$

Ainsi la section efficace inélastique peut s'écrire, en utilisant les règles de théorie des champs :

$$\sigma_{\text{inel}}^{h_1 h_2} = \int d^2 b [1 - \exp(-G(s, b))] \quad (3.7)$$

avec $G(s, b)$ proportionnel à la transformée de Fourier de $T(s, t)$, qui représente une interaction élémentaire identifiée par un trait plein sur la Figure 3.13. Ce concept a été très fructueux pour calculer un grand nombre d'observables dès VENUS [137], précurseur de NEXUS, lui-même précurseur d'EPOS.

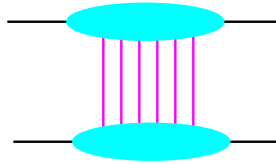


FIG. 3.13 – Diffusion hadronique dans la théorie de Gribov-Regge. Les traits pleins rouges représentent les pomerons échangés en parallèle : $G(s, b)$

Limitation

Une grande limitation de cette approche est que la conservation d'énergie n'est pas prise en compte dans le calcul de la section efficace : chaque Pomeron prend la totalité de l'énergie du hadron incident. L'énergie n'est conservée que dans la production de particules ce qui rend cette approche incohérente. Ce problème a été souligné par les auteurs de [138] qui remarquent que la conservation de l'énergie et de l'impulsion est un élément essentiel. Cette énergie doit être partagée entre les interactions réelles et virtuelles. Un autre problème est que les pomerons sont traités différemment suivant leur ordre : le premier est particulier, alors qu'il n'y a aucune justification pour cela.

Enfin, si dans le modèle des partons la question se posait du traitement des interactions multiples, dans la théorie de Gribov-Regge, la question est posée du traitement des processus durs. En effet rien ne permet de les discuter. Pour une bibliographie plus détaillée sur la théorie de Gribov-Regge, confère [139].

Finalement, nous avons à notre disposition le modèle des partons qui est applicable aux processus durs et aux jets, mais dont l'utilisation est limitée. Nous avons motivé l'intérêt de considérer les interactions multiples et la production de processus durs dans ce contexte. Nous avons alors évoqué la théorie de Gribov-Regge et son traitement des interactions multiples mais ses lacunes en terme de conservation d'énergie et des processus durs. Nous allons discuter maintenant du cadre théorique sous-jacent au générateur d'événements EPOS : la « Parton-based Gribov-Regge theory » [139].

3.1.5 Parton-based Gribov-Regge theory

Cette approche mixte, entre le modèle des partons et la théorie de Gribov-Regge, traite dans le même formalisme les aspects mous aussi bien que les aspects durs d'une collision. Elle contient un traitement cohérent pour calculer à la fois les sections efficaces et la production de particules, en tenant compte de la conservation d'énergie. Ainsi, ce modèle permet de concilier la théorie de Gribov-Regge pour le traitement des interactions multiples et le modèle des partons pour les processus durs. Cette nouvelle approche a été développée dans les années 2000 par Drescher, Hladik, Ostapchenko, Pierog et Werner. Nous ne ferons pas ici une description approfondie de ce modèle, nous présenterons les éléments essentiels à la compréhension de cette thèse, pour plus de détails, se référer à [139].

Conservation d'énergie

Dans cette approche, un travail de fond a été mené pour partager l'énergie proprement entre les différentes interactions intervenant en parallèle. Ceci est fait suivant un traitement rigoureux de la diffusion multiple en suivant les règles de la

théorie des champs. Le formalisme s'inspire des diagrammes de Feynman. La Figure 3.14 représente une contribution à l'amplitude élastique de la diffusion proton-proton. La conservation de l'énergie est prise en compte en partageant l'énergie des protons entrant entre plusieurs de ses constituants. Les traits fins horizontaux représentent les « spectateurs », ceux qui ne participent pas à l'interaction. Les traits épais (en violet sur la figure) représentent les interactions élémentaires qui impliquent des « participants ». Chaque interaction élémentaire dispose seulement d'une fraction de l'énergie totale.

Par extension, la Figure 3.15 représente une contribution à l'amplitude élastique de diffusion de deux noyaux. Les nucléons sont séparés en plusieurs constituants partoniques, chacun portant une fraction de l'impulsion incidente, en conservant l'impulsion.

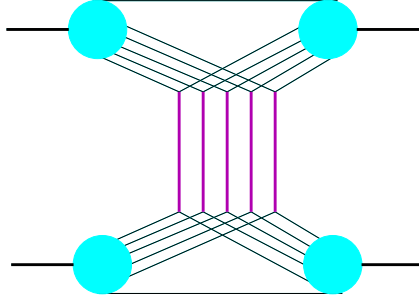


FIG. 3.14 – Représentation graphique d'une contribution à l'amplitude élastique de la diffusion proton-proton.

La fonction de profil est l'élément central dans le formalisme de cette théorie. Si on prend T comme l'amplitude élastique pour la collision à deux corps, avec le théorème optique on peut écrire :

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{1}{2s} 2\text{Im} (T(s, t = 0)) \quad (3.8)$$

On définit $\tilde{T}$ la transformée de Fourier de T et ainsi la fonction de profil G :

$$G(s, b) = \frac{1}{2s} 2\text{Im} (\tilde{T}(s, b)) \quad (3.9)$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \int d^2b G(s, b), \quad (3.10)$$

et d'interpréter $G(s, b)$ comme la probabilité d'une interaction au paramètre d'impact b : le trait épais des Figures 3.14 et 3.15. Il nous faut être clair sur la section

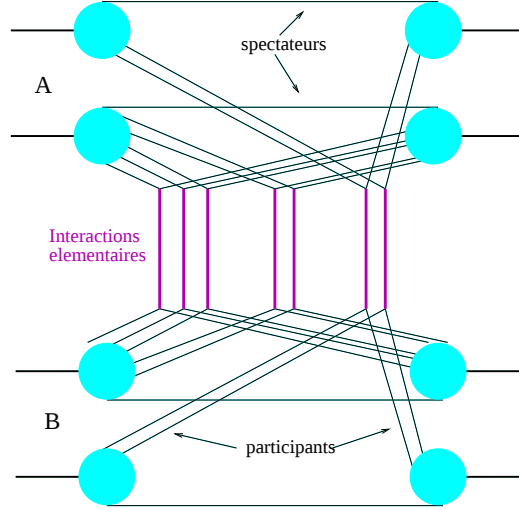


FIG. 3.15 – Représentation graphique d’une contribution à l’amplitude élastique de la diffusion A-B : deux nucléons du projectile interagissent avec deux nucléons de la cible.

efficace représentée par σ_{tot} , il s’agit de la section efficace parton-parton, qui nous permet de voir l’interprétation de G en terme de distribution de probabilité. Cependant, la section efficace parton-parton n’est jamais mesurée directement, ce sont les sections efficaces hadron-hadron qui le sont. Dans ces sections efficaces, G est directement impliquée.

On considère l’interaction élémentaire comme une somme de contributions dures, molles et semi-dures. La première est la contribution molle qui est purement non-perturbative avec tous les partons virtuels à $Q^2 < Q_0^2$. Cette contribution est paramétrée et est décrite phénoménologiquement par la contribution d’échange de pomeron soft. Ce qui nous donne $T_{\text{Soft}}(\hat{s}, t)$. La deuxième contribution est la dure qui à l’autre extrême considère que tous les processus sont perturbatifs : à haute virtualité on rejoint le modèle des partons. La dernière contribution représente les semi-dures : celles qui en début d’échelle sont molles et qui au fur et à mesure que la virtualité augmente deviennent dures. Nous reviendrons dans le détail sur ces contributions molles, dures et semi-dures dans le chapitre suivant qui décrit le fonctionnement d’EPOS.

Échelle coupée

Pour un traitement cohérent de la mécanique quantique, la formulation des interactions multiples en terme d’échelle ne requière pas uniquement les échelles discutées jusqu’à présent, qui sont des échelles représentant des interactions inélastiques produisant des particules. Elle demande également un traitement des

échelles fermées, c'est à dire les interactions élastiques, qui ne produisent pas de particules. Bien qu'elles ne produisent pas de particules leur considération est essentielle car elles affectent le calcul des sections efficaces partielles (comme nous le discuterons dans la section 4.2). Les échelles fermées donnent un grand nombre d'interférences dans les contributions pour un même état final. La Figure 3.16 illustre la représentation schématique des échelles ouvertes et fermées. À gauche, une échelle ouverte : interaction inélastique qui produira des particules. À droite : une échelle fermée : interaction élastique qui ne produira pas de particules.

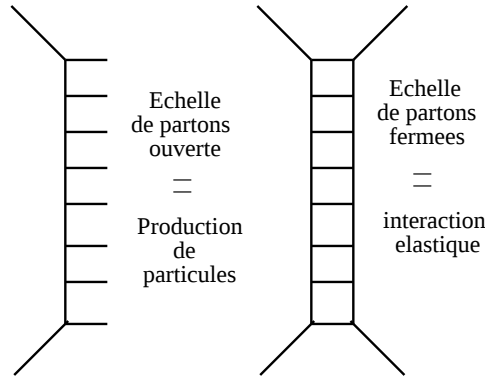


FIG. 3.16 – Deux éléments de base dans les interactions multiples : à gauche, une échelle de parton fermée représentant une interaction élastique ne produisant pas de particules et à droite, une échelle de parton ouverte qui représente une interaction élastique produisant des particules.

Suppression AGK

La suppression d'Abramovsky, Gribov et Kancheli a été présentée dans la section 3.1.3. Cette suppression AGK intervient naturellement dans le modèle. Le traitement de la diffusion multiple avec conservation de l'énergie implique la considération explicite d'un grand nombre de contributions. Cependant, pour le calcul des spectres inclusifs il est suffisant de ne considérer que le diagramme le plus simple ne contenant qu'une seule interaction, les interactions d'ordre supérieur s'annulant entre elles. La démonstration de cette annulation pour la théorie *Parton-based Gribov-Regge* se trouve dans la référence [139].

Cette propriété du modèle est fondamentale car elle nous permet d'avoir des fonctions tests analytiques pour les grandeurs inclusives. Ces fonctions tests suivent la suppression AGK et sont donc proches de la factorisation. Nous reviendrons sur ces fonctions tests dans les chapitres 3, 4 et 6, nous discuterons en détail la section efficace inclusive de production de jets.

3.1.6 Le modèle des cordes

Nous allons dans cette section discuter le passage des partons aux hadrons, qui s'effectue dans EPOS par le modèle des cordes. L'hadronisation est un aspect important dans le cadre de cette thèse. En effet, nous nous intéressons ici à la production de processus durs, qui devront, une fois produits, être connectés à l'ensemble de l'événement pour l'hadronisation. Pour avoir une vue d'ensemble de l'hadronisation, nous comparerons l'implémentation du modèle des cordes dans EPOS et dans PYTHIA.

Nous avons vu avec le paragraphe 2.1.1 le concept de la liberté asymptotique : l'énergie potentielle entre les partons croît si la distance entre eux tend à augmenter. Ce constat est à la base d'un modèle d'hadronisation. Lorsque dans un processus dur par exemple, deux partons durs sont produits dans des directions opposées, un champ de couleurs se crée entre ces deux quarks. Il s'agit d'une corde avec une tension $k \approx 1 \text{ GeV}/fm$ qui représente la quantité d'énergie par unité de longueur. La Figure 3.17, extraite de [140], illustre le mécanisme de formation de corde pour une collision élémentaire e^+e^- . Cette corde va se briser en segments de cordes : au niveau des brisures, une paire $q'\bar{q}'$ est créée de telle sorte que le système se divise en deux singlets de couleurs $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$. Ce mécanisme se répète tant que la masse invariante des fragments est suffisante. La Figure 3.18 schématise cette production de segments de cordes et des paires $q\bar{q}$.

Le modèle des cordes est un modèle phénoménologique [140–143] qui permet de décrire l'hadronisation : le passage des partons aux hadrons, il donne une vision intuitive du confinement. C'est d'ailleurs cette base qui est utilisée dans PYTHIA aussi bien que dans EPOS.

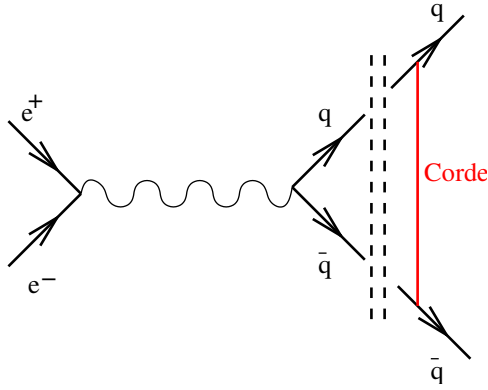


FIG. 3.17 – Illustration d'une corde dans le modèle de Lund entre deux partons produits dans une collision e^+e^- [140].

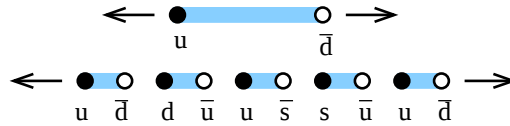


FIG. 3.18 – Illustration du mécanisme de formation de segments de cordes : à chaque brisure, des paires $q\bar{q}$ sont créées [33].

Fragmentation de la corde

Nous avons décrit succinctement les concepts généraux liés au modèle des cordes et à l'hadronisation. Nous allons maintenant discuter plus en détail la manière dont la fragmentation est réalisée dans PYTHIA avec une fonction de fragmentation et dans EPOS avec la loi des aires.

EPOS : Loi des aires La loi des Aires est une loi qui permet de déterminer les points de brisures de la corde. Cette loi a été proposée par Artru et Ménéssier [144]. Elle est fondée sur une extension de la désintégration nucléaire. Pour un noyau, la probabilité de désintégration est proportionnelle au temps propre :

$$dP = \lambda dt.$$

Pour les cordes, le temps propre est remplacé par la surface propre balayée par la corde dans l'espace de Minkowski :

$$dP = \lambda dA. \tag{3.11}$$

Parmi plusieurs implémentations possibles considérées [145], celle retenue, dans EPOS, est une méthode directe qui consiste à prendre en compte le problème de causalité en inversant la loi de Poisson. La Figure 3.19 illustre cette méthode : la première surface A_1 obtenue définit la ligne L_1 sur laquelle un premier point de brisure P_1 est choisi aléatoirement, avec une probabilité constante le long de la ligne. La surface suivante doit être choisie de façon à ne pas violer le principe de causalité. Le point ainsi obtenu sert de contrainte pour le point suivant, etc. Finalement, le point P_4 est rejeté car la surface A_4 est trop grande pour être sur la corde.

PYTHIA : Fonction de fragmentation La référence [146] nous indique que dans PYTHIA, les points de brisures suivent une fonction de fragmentation $f(z)$ qui représente la probabilité d'avoir une brisure à un z donné (où z est la fraction d'énergie disponible emportée par le hadron), et qui respecte la symétrie gauche-droite :

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_{\perp}^2/z)$$

avec a différent pour la production de quarks ou de diquarks (nous reviendrons sur la notion de diquark lorsque nous aborderons la production de baryons). b un paramètre. La dépendance explicite de la fonction de fragmentation avec la masse implique une fonction de fragmentation plus contraignante pour les hadrons lourds.

Par la suite, cette fonction de fragmentation a été modifiée : et sa dérivation permet une interprétation en terme de loi des aires :

$$P(\Gamma)d\Gamma \propto \Gamma^a \exp(-b\Gamma)d\Gamma$$

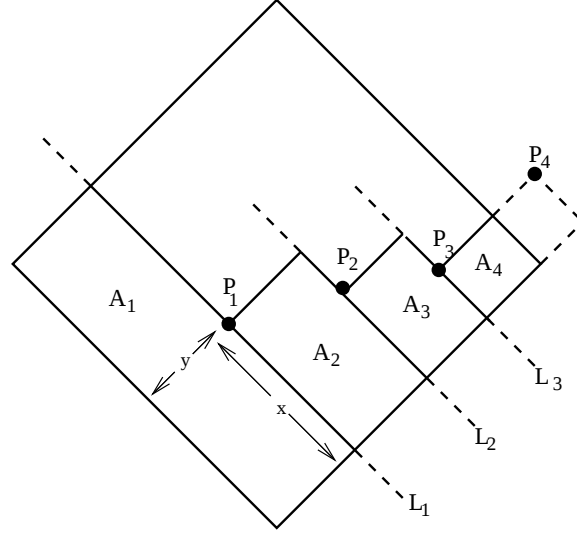


FIG. 3.19 – Illustration de la méthode directe de recherche des points de brisure d’une corde dans EPOS. Sur la surface proprebalayée par la corde dans l’espace de Minkowski, les aires A_1 , A_2 , A_3 sont placées successivement entre l’aire précédente et le dernier point de brisure. [145]

avec $\Gamma = (\kappa\tau)^2$ et τ le temps propre du vertex $q_i\bar{q}_i$ [140, 142].

Finalement, il semble que même si à la base la fonction de fragmentation du modèle des cordes de Lund est différente de la loi des aires, un travail a été fait pour rendre les deux approches compatibles. La fragmentation (loi des aires ou fonction de fragmentation) nous donne des informations sur la dynamique de la corde, nous allons considérer maintenant les problèmes des saveurs et couleurs, étape nécessaire pour obtenir des hadrons dans l’état final.

Production de mésons

Les cordes ont une saveur totale portée par les quarks à leurs extrémités, elles sont neutres en couleurs. Les segments issus de cette corde doivent en respecter la saveur totale ainsi que la neutralité en couleur de chaque segment. Pour la production de hadrons, le modèle des cordes factorise l’aspect saveur de l’aspect spin. C’est à dire qu’une saveur, u d s , va être attribuée à la paire créée, dans un deuxième temps, sera considéré l’attribution du spin, qui détermine également la masse. En effet, un couple $u\bar{d}$ peut donner, entre autre, un π^+ et un ρ^+ , il faut distinguer entre toutes les possibilités.

La détermination de la saveur des paires $q\bar{q}$ produites se fait suivant un paramétrage qui reproduit les données. Avec, dans EPOS, le paramètre p_{ud} qui donne la probabilité d’avoir un quark u ou d et la probabilité $1 - 2p_{ud}$ d’avoir un quark

s [145]. Dans PYTHIA pour la production des saveurs de quarks $u : d : s = 1 : 1 : 0.3$ [146].

La détermination du spin de la paire donne la masse, par exemple le pion a une masse de $140 \text{ MeV}/c^2$ tandis que le méson vecteur ρ a une masse de $770 \text{ MeV}/c^2$. Dans EPOS, une correspondance est établie entre la masse et le spin. Ainsi, on attribue à un segment de corde le spin de la particule dont la masse est la plus proche de celui du segment de corde. Ensuite, on ajuste les points de brisures de façon à correspondre au caractère discret des masses des particules (la loi des aires ne tient pas compte du caractère discret des masses de particules).

Dans PYTHIA, on considère le spin physique J , $J = L + S$, L étant le moment orbital angulaire interne et S le spin du quark de valence, les multiplets sont définies :

- $L = 0, S = 0, J = 0$: un multiplet de méson pseudoscalaire ordinaire,
- $L = 0, S = 1, J = 1$: un multiplet de méson vecteur ordinaire,
- $L = 1, S = 0, J = 1$: un multiplet de méson vecteur axial,
- $L = 1, S = 1, J = 0$: un multiplet de méson scalaire,
- $L = 1, S = 1, J = 1$: un autre multiplet de méson scalaire,
- $L = 1, S = 1, J = 2$: un multiplet de méson tenseur,

En pratique, S est choisi (0 ou 1) en premier suivant des probabilités relatives paramétrisées. Par défaut, $L = 0$ de façon à ne produire que des mésons vecteurs et pseudoscalaires. Des paramètres sont modifiables pour la production avec $L = 1$.

Production de baryons

Ce que nous avons décrit jusqu'à présent n'autorise que la production de mésons avec la création de paires $q\bar{q}$ aux points de brisure. Il nous faut donc un mécanisme supplémentaire pour la production de baryons. Nous allons discuter trois possibilités plus ou moins complexes pour introduire une production baryonique : la méthode Diquark, la méthode *Simple Popcorn* [147] ainsi que la méthode *Advanced Popcorn* [148]. Le mécanisme de fonctionnement de ces trois méthodes est schématisé sur la Figure 3.20 à laquelle nous nous référerons lorsque nous expliciterons chacune des implémentations. Dans chaque cas, nous préciserons si cette implémentation des baryons est disponible dans EPOS, dans PYTHIA, dans les deux.

Les diquarks Cette implémentation très simple permet la production de baryons en remplaçant la production d'une paire $q\bar{q}$ à un point de brisure par la production d'une paire *diquark* – *anti* – *diquark*. Cela est illustré sur la Figure 3.20 (a) par la production d'un diquark sd et d'un anti-diquark $\bar{s}\bar{d}$ qui donneront lieu dans l'état final à la production d'un Λ et d'un $\bar{\Lambda}$. Les mêmes règles que précédemment sont appliquées pour la conservation de la saveur et la couleur. La Figure 3.21 reprend l'illustration 3.18 en y introduisant la création de paire diquark-antidiquark au

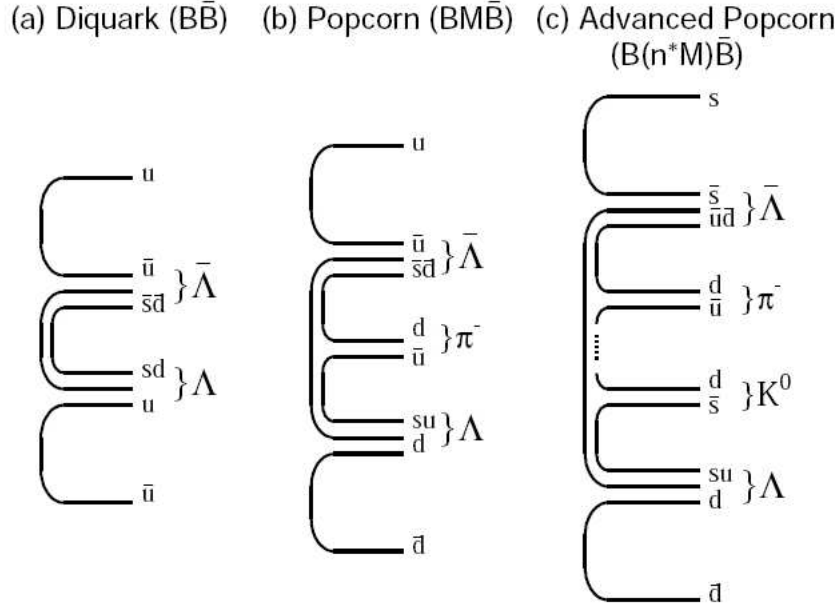


FIG. 3.20 – Illustration des différents mécanismes de production de baryons dans le modèle des cordes : (a) le modèle Diquark (b) le modèle *Simple Popcorn* (c) le modèle *Advanced Popcorn* [149,150].

points de brisures. Ce modèle se justifie notamment par les données d'annihilation e^+e^- polarisées [151] qui montrent que les baryons sont plus présents dans les jets de quarks que d'antiquarks. Les distributions se comprennent si le baryon et l'antibaryon vont dans des directions opposées lors de la fragmentation de la corde [148]. En ce qui concerne la production de baryons dans EPOS, c'est la méthode des diquarks qui est implémentée. Elle est en option dans PYTHIA avec le paramètre $MSTJ(12)=1$.

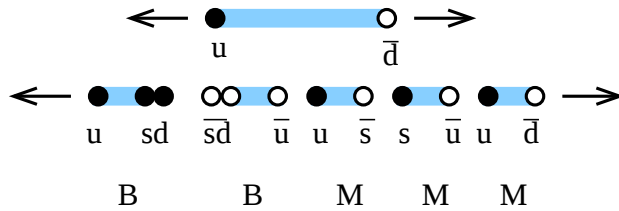


FIG. 3.21 – Production de baryons dans le modèle des diquarks : au point de brisure une paire diquark-antidiquarks est produite : les segments de cordes ainsi produits permettent d'identifier des baryons.

L'implémentation *Popcorn* Les données en corrélation d'impulsions transverses [152] ne corroborent pas complètement le modèle des diquarks et suggèrent qu'un ou deux mésons peuvent être produits entre le baryon et l'antibaryon. Ces conclusions ont donné naissance dans un premier temps au fonctionnement *Popcorn* [147]. Celui-ci est illustré sur la Figure 3.20 (b). Nous y voyons qu'un méson, π^- dans l'exemple, est produit entre le baryon et l'antibaryon, $\Lambda \bar{\Lambda}$. Du point de vue de la ségmentation de la corde, ce mécanisme peut être vu comme la production de plusieurs paires $q\bar{q}$ comme illustré sur la Figure 3.22 où nous pouvons voir les différentes connexions entre les partons de ces paires. Ainsi, un méson est produit entre les deux baryons. La production de ce méson est possible bien qu'elle ne soit pas obligatoire. C'est le modèle par défaut dans PYTHIA (MSTJ(12)=2). Une version plus sophistiquée du fonctionnement *Popcorn* simple est celle où il est possible de produire plusieurs mésons entre le baryon et l'antibaryon. Il s'agit de la méthode *Advanced Popcorn* [148] qui est illustrée sur la Figure 3.20 (c). Elle est disponible dans PYTHIA avec le paramètre MSTJ(12)=5.

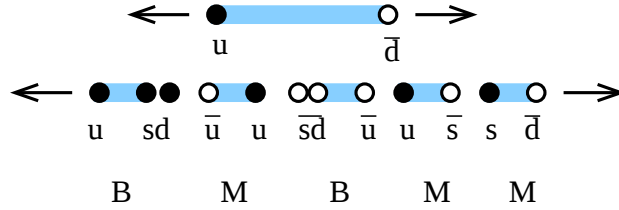


FIG. 3.22 – Production de baryons dans le modèle popcorn simple : un méson M est produit entre les deux baryons.

Le cas particulier des restes des projectiles et cibles ou *remnants* Jusqu'à présent, nous nous sommes concentrés sur les particules produites par les cordes, dans EPOS, celle issues des échelles échangées en parallèle. Cependant, dans les collisions de particules, il existe une autre source de particules, il s'agit des restes de projectile et cible. Par la suite, nous appellerons la contribution des échelles : contribution interne et la contribution des restes : contribution externe. La Figure 3.23 illustre la proportion de chaque contribution pour le spectre en rapidité dans le modèle EPOS. La contribution externe contribue à grande rapidité tandis que la contribution interne contribue aux rapidités les plus centrales. Ce n'est que lorsque l'énergie augmente que la contribution interne devient très importante. La contribution externe est principalement indépendante en énergie avec un décalage en rapidité. Le spectre observé finalement dans les détecteurs étant la somme de toutes les contributions, nous comprenons pourquoi un effort conséquent a été fait dans le but d'avoir un traitement cohérent de la contribution externe. Cette contribution est très essentielle dans EPOS car elle est étendue en rapidité. Ainsi, dans EPOS, les restes des projectiles et cibles contribuent pour les

rapidités centrales. Un mécanisme pour le traitement des restes des projectiles et cibles est également implémenté dans PYTHIA [153], nous ne rentrerons pas plus dans les détails. Finalement, nous avons détaillé l'hadronisation suivant le modèle

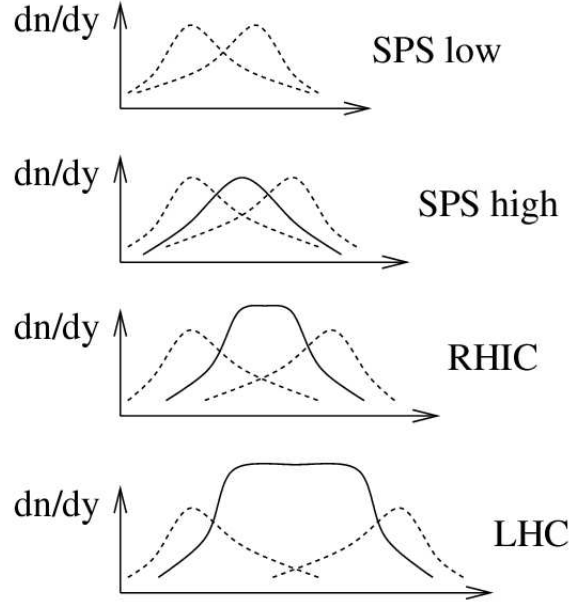


FIG. 3.23 – Illustration des contributions au spectre en rapidité des particules provenant de la fragmentation d'échelles (ligne en trait plein) et des particules provenant de la fragmentation des restes des projectiles et cibles (trait pointillé) dans EPOS (vue d'artiste) [154].

des cordes. Nous avons vu plusieurs versions, plus ou moins sophistiquées de l'implémentation de la production de baryons : diquark, *Simple Popcorn*, *Advanced Popcorn* ainsi que les différentes versions pour la détermination des points de brisures : loi des aires ou fonction de fragmentation. Nous avons tenté à chaque fois de relier ces versions à un générateur d'événements à savoir PYTHIA ou EPOS.

Avant de discuter le modèle des cordes, nous avons présenté les points théoriques importants dans ce manuscrit, à savoir le modèle des partons, la théorie de Gribov-Regge et la *Parton-based Gribov-Regge Theory*.

3.2 Mise en regard entre EPOS et d'autres modèles

Dans cette section, nous allons discuter d'autres modèles qu'EPOS qui tentent de décrire les collisions d'ions lourds. Mon objectif ici est de resituer notre généra-

teur d'événements dans le cadre de ce qui est proposé par la communauté internationale. EPOS sera la référence avec laquelle les autres modèles seront comparés. Cette étude va nous permettre d'avoir une vue d'ensemble sur les différents modèles pour les collisions d'ions lourds. La première section présentera les différents modèles. La deuxième section correspond à une étude comparative d'EPOS avec ces modèles pour certaines observables des collisions d'ions lourds. Tous les résultats discutés ici seront ceux présentés lors de la conférence *Heavy Ion Collision at LHC - Last Call for Predictions* [155].

3.2.1 Les différents modèles

Nous allons brièvement présenter : le modèle de percolation de cordes [156], DPMJET-III [157], Hijing/ $B\bar{B}$ [158], EKRT [159] et un modèle de condensat de verre de couleur (*Color Glass Condensate*) [160] ainsi qu'une description d'EPOS.

Description succincte d'EPOS

Nous ne souhaitons pas ici faire une description complète d'EPOS (**E**nergy conserving quantum mechanical approach, based on : **P**artons, parton ladders, strings; **O**ff-shell remnants; **S**plitting of parton ladders). Les bases théoriques du modèle ont été détaillées dans le chapitre 3.1, le fonctionnement du générateur d'événements sera décrit au chapitre 4. Nous renvoyons le lecteur à ces chapitres pour plus de précisions. Cependant, pour permettre de comparer les autres modèles à EPOS nous souhaitons simplement mentionner que les principaux ingrédients que l'on va retrouver sont :

- Approche des interactions multiples par la mécanique quantique, basée sur les partons et les cordes [139].
- Calcul des sections efficaces et production de particules dans le même formalisme, qui prend en compte la conservation de l'énergie [139].
- Traitement attentif des restes des projectiles et cibles [139].
- Effets nucléaires : branchements d'échelles de partons (screening) [139].
- Forte densité : traitement des effets collectifs d'un « core » dense [161].

Lorsque deux partons issus de deux nucléons incidents réalisent une interaction, chaque parton peut brancher jusqu'à éventuellement un processus dur ($2 \rightarrow 2$). L'intégralité de l'état final peut être vue comme une corde de couleur qui va décroître par production de paires en segments (modèle des cordes cf. 3.1.6). Finalement ces segments vont être identifiés à des hadrons. Cette représentation porte le terme d'échelle. Cette échelle se rapporte dans les limites aux processus durs ou aux processus mous. On a également accès, d'un point de vue intermédiaire, aux processus semi-durs : processus qui en début d'échelle sont mous puis, au fur et à mesure que Q^2 (la virtualité) augmente le long de l'échelle peuvent produire un processus dur. Les interactions multiples sont réalisées avec l'échange en parallèle de plusieurs de ces échelles en conservant l'énergie : l'énergie disponible est répartie

dans les différentes échelles. Là où EPOS diffère du modèle des partons, c'est que l'on traite explicitement les interactions multiples.

Le modèle de percolation de cordes

Dans le modèle de percolation de cordes ou *String Percolation*, des cordes de couleurs sont formées entre la cible et le projectile. Ces noyaux sont vus dans le plan transverse comme de petites surfaces de champ de couleurs créées par les partons collisionnant. Ces cordes sont des sources de particules. Lorsque l'énergie augmente, ou le numéro atomique des noyaux collisionnant, le nombre de sources augmente. Lorsque la densité est grande, elles commencent à se recouvrir formant des amas (*clusters*). Dans ce modèle, lorsque les cordes sont proches dans le plan transverse, elles fusionnent : c'est la percolation de cordes. La nouvelle corde formée a des propriétés différentes de celles des deux précédentes. La conséquence est une réduction du nombre de cordes ce qui conduit à une réduction du nombre de particules produites. Cela permet de tenir compte de certains effets d'écrantage (*screening*), bien que ce soit ici un effet de l'état final [162].

DPMJET-III

DPMJET-III est un générateur d'événements Monte Carlo fondé sur le modèle des partons duals (*Dual Parton Model*, ou DPM). Ce modèle est fondé sur la théorie de Gribov-Regge. Il respecte l'unitarité, le comportement type Regge et la structure partonique des hadrons. Il y a deux aspects dans le modèle DPM : une partie qui utilise la théorie de Gribov-Regge pour les interactions molles et une autre partie qui traite les processus durs par la QCD perturbative. Dans DPMJET-III est implémenté en plus la percolation de cordes. La fusion de cordes soft est réalisée sous une coupure de 2 GeV/ c . La condition pour la percolation est que les cordes se recouvrent dans le plan transverse. Par la suite, ces cordes fragmentent suivant le modèle des cordes de Lund. Il est très intéressant de comparer DPMJET-III et EPOS car ils utilisent tout deux la base du formalisme Gribov-Regge, des implémentations sont faites pour tenir compte des effets d'écrantages, et il y a une implémentation des jets [163–165].

Hijing/ $B\bar{B}$

La base de ce modèle est Hijing. Hijing est un générateur d'événements pour les collisions d'ions lourds qui extrapole PYTHIA qui lui est pour les collisions hadrons-hadrons. Ainsi, Hijing contient des effets nucléaires et la perte d'énergie de jets. Nous détaillerons PYTHIA par la suite. Dans le modèle usuel d'Hijing, l'auteur introduit des diagrammes en Y : 3 quarks sont connectés de façon antisymétrique avec une jonction (J) dans le centre. Il est également possible d'avoir des Jonctions/Anti-Jonctions($J\bar{J}$). C'est l'idée d'un tube de jonctions non perturbatif

à trois couleurs qui pourrait jouer un rôle dans la production de baryon et d'anti-baryon. En pratique, les cordes issues de Hijing sont prises, sur lesquelles, il y a une probabilité de créer des boucles $J\bar{J}$: un tube de flux de couleurs se sépare en deux tubes de flux de couleurs (jonction), puis refusionne en un seul tube de flux de couleur (anti-jonction). La probabilité de ces boucles augmente avec le nombre d'interactions binaires [166, 167].

EKRT+pQCD+saturation

Pour ce modèle, les auteurs utilisent un modèle hydrodynamique avec les conditions initiales données par la pQCD et la saturation de gluons. La saturation des gluons produits a une incidence sur la production de partons de basse impulsion transverse (physique molle). Ici, la notion de saturation de gluons est différente des modèles de saturation de gluons dans l'état initial (propriété des gluons entrant en collision). Il s'agit en fait d'une saturation de l'état final qui suit le critère géométrique : la saturation devient importante quand les gluons produits remplissent tout l'espace transverse disponible du noyau entrant en collision. La partie dure est prise en compte par la pQCD dans le formalisme des « mini-jets ». La partie hydrodynamique tient compte d'une thermalisation rapide et complète ainsi que d'une expansion transverse. L'équation d'état de la phase de gaz de hadrons est celle du *Bag-model* : tous les états hadroniques avec $m < 2 \text{ GeV}/c$ et la phase QGP avec des gluons non massifs et trois saveurs de quarks. Après l'expansion hydrodynamique, l'hadronisation est de type Cooper-Frye (équation donnant Ed^3N/d^3p) avec inclusion des décroissances de résonnances. Ce modèle tient également compte de la perte d'énergie des jets dans le milieu. La production de jets est faite avec les sections efficaces pQCD, la perte d'énergie est réalisée à partir des fonctions de fragmentation et de poids d'atténuation du jet dans la matière. Ce modèle se veut être le plus complet possible pour rendre compte des collisions d'ions lourds avec un état initial, un traitement hydrodynamique et la perte d'énergie de jets [168, 169].

Modèle de Condensat de verre de couleur

Dans ce formalisme, le parton dur initial est considéré comme une source de gluons. Contrairement à l'évolution de type DGLAP, où l'évolution se produit suivant un ordonnancement en Q^2 , dans le condensat de verre de couleur (CGC), l'évolution se fait en x suivant les conditions de branchements $x_n \ll x_{n-1}$. Dans un premier temps l'évolution est de type BFKL, l'équation d'évolution est linéaire ce qui signifie que le nombre de gluons à x_n est proportionnel au nombre de gluons à x_{n-1} . Ensuite, quand la densité des gluons devient trop grande, ceux-ci se recombinaient (processus $2 \rightarrow 1$). L'équation d'évolution est alors non linéaire (JIMWLK) et la région molle est atteinte ($x_n \ll 1$). En conséquence, pour des petits x , une région de saturation de gluons est obtenue pour $Q_s^2 > Q^2$ avec :

$$Q_s^2 = \frac{\text{densité de gluon}}{\text{surface}} * \text{constante de couplage.} \quad (3.12)$$

Quand cette région est atteinte, les gluons peuvent subir plusieurs interactions. Finalement, dans le régime dilué, les interactions sont de la forme $2 \rightarrow 2$ et dans le régime dense, les interactions sont non linéaires avec des couplages, des boucles. Le régime de saturation est atteint. Ce concept de CGC est à la base de différents modèles inspirés de cette théorie, tel que celui que nous allons utiliser décrit dans [160].

3.2.2 Comparaison avec EPOS

Maintenant que nous avons une courte description des mécanismes de ces modèles, nous pouvons les comparer avec EPOS pour certaines observables : les distributions en multiplicité, les spectres en impulsion transverse, l'évolution avec le nombre de participants, le facteur de modification nucléaire. Nous pourrions également comparer avec une extrapolation des données du RHIC [170]. Etant donné l'objectif d'EPOS de reproduire une collision dans son ensemble, il est intéressant de comparer des observables diverses avec les prédictions d'autres modèles. Ceci nous permet de replacer ce travail dans un contexte plus général.

Comparaison pour les distributions en multiplicité

Les prédictions ont été réalisées pour des collisions plomb-plomb à une énergie de $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. La première observable que nous allons discuter est la distribution en multiplicité : $dN/d\eta$. Cette observable est importante puisqu'elle rend compte de la production d'ensemble des particules, c'est aussi une des premières observables qui sera mesurée et beaucoup de modèles en ont une prédiction. Le tableau 3.2 présente un résumé des multiplicités prédites à mi-rapacité pour EPOS, une extrapolation des données, le modèle de percolation de cordes, DPMJET-III, Hijing/ $B\bar{B}$, EKRT et le modèle de CGC de [160]. La première chose que l'on remarque est que les prédictions sont réparties en deux catégories. La première prédiction est autour de 1000-1500 particules par unité de rapidité (extrapolation des données, percolation de cordes, CGC). De l'autre côté, on a EPOS, DPMJET III et EKRT dont les prédictions tournent autour de 2000-2500 particules par unité de rapidité. Le modèle Hijing/ $B\bar{B}$ est loin des autres (3500 particules par unité de rapidité). Nous pouvons alors nous demander si le mécanisme de jonction/anti-jonction n'est pas trop présent dans le modèle ce qui implique plus de particules produites. Comme l'explique l'auteur : « *LHC will be a junction factory or a junction killer* » [158]. Les prédictions de la Figure 3.25 sont issues de l'extrapolation linéaire en N_{part} et $\ln(\sqrt{s})$ à partir des données du RHIC jusqu'aux énergies LHC [170]. Nous remarquons une différence notable entre DPMJET-III et le modèle de percolation de cordes alors que DPMJET utilise la percolation de cordes pour des effets nucléaires. Le CGC est un point de vue différent sur les collisions d'ions lourds : si le régime de saturation est atteint, il y a recombinaison de gluons et moins de particules sont produites. Il est cependant très délicat de

Modèle	$dN/d\eta 5.5 TeV$
EPOS [171] [172]	2500
Extrapolation à partir des données [170]	1100
Percolation de Cordes [156]	1500-1600
DPMJET III [157]	2000
Hijing/ $B\bar{B}$ [158]	3400-3700
EKRT [159]	2570
CGC [160]	1000-1400

TAB. 3.2 – $dN/d\eta$ à $\eta = 0$ dans les collisions Pb-Pb les plus centrales pour différents modèles à 5.5 TeV.

discuter des propriétés des particules produites dans ce type de modèles. Finalement, $dN/d\eta$ sera un outil pour tester les modèles, comme nous l'avons remarqué deux prédictions majeures sortent des différents modèles.

Comparaison pour les spectres en impulsion transverse

Dans cette section, nous n'avons que trois modèles à comparer : EPOS, EKRT et Hijing/ $B\bar{B}$. La Fig.3.27 présente la production de particules chargées dans les collisions les plus centrales (courbe rouge) pour le modèle EPOS, la valeur maximum est d'environ 3.10^3 à $p_{\perp} = 0$ GeV/c. La Fig. 3.28 présente la production de particules chargées dans les collisions les plus centrales pour le modèle EKRT. Ce qui est tracé correspond aux particules chargées divisées par 2, il nous faut donc multiplier par 2 pour comparer à EPOS. La Figure 3.29 présente une comparaison directe de ces deux courbes : les deux modèles sont relativement proches pour les bas $p_{\perp}$. EPOS est inférieur à EKRT pour les hautes impulsions transverses. Ceci peut s'expliquer dans EPOS par des mécanismes de conservation d'énergie qui implique un *screening* et qui seront discutés dans la section sur les facteurs de modification nucléaire, R_{AA} . À l'opposé, la Figure 3.30 présente le spectre en $p_{\perp}$ des particules chargées pour le modèle Hijing/ $B\bar{B}$. Pour $p_{\perp} = 0$ GeV, ce modèle est un ordre de grandeur supérieur aux deux autres et ce pour plusieurs paramètres. De la même façon que pour les spectres en multiplicité, EPOS et EKRT sont en accord pour les spectres en impulsion transverse.

Dépendance en centralité

Dans les collisions d'ions lourds, pour les processus mous, il est attendu que la multiplicité des événements soit proportionnelle au nombre de nucléons participants dans la collision. À l'inverse, pour les processus durs, c'est une dépendance au nombre de collisions qui est attendue. Les Figures 3.31, 3.32 et 3.33 présentent le graphique $(dN/d\eta)/N_{\text{Part}}$ pour EPOS, l'extrapolation des données et DPMJET III. Le but est de répondre à la question : la multiplicité et le nombre de parti-

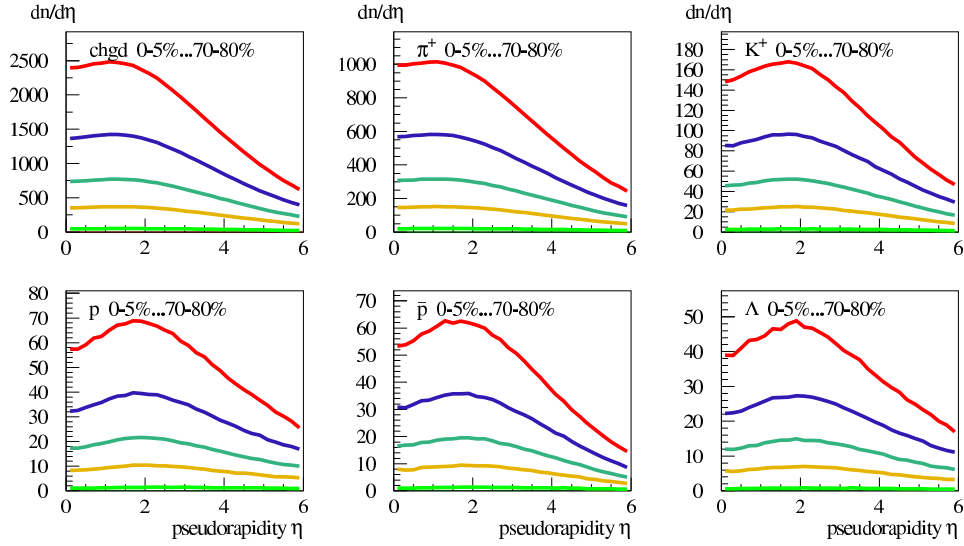


FIG. 3.24 – Pb-Pb à 5.5 TeV : distribution en pseudorapidité pour différentes centralités dans EPOS, [171]

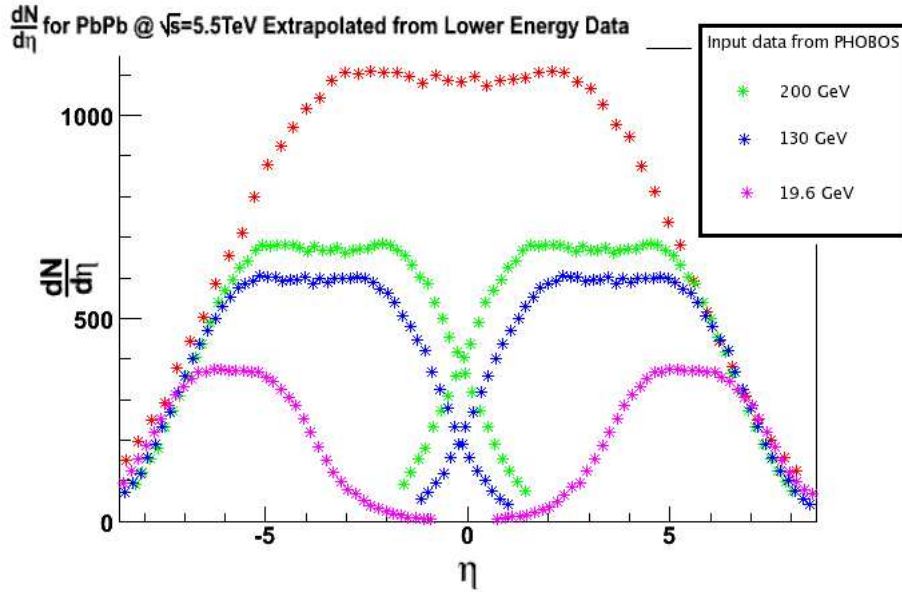


FIG. 3.25 – Pb-Pb à 5.5 TeV : Distribution en pseudorapidité issue d'extrapolation des données du RHIC [170]

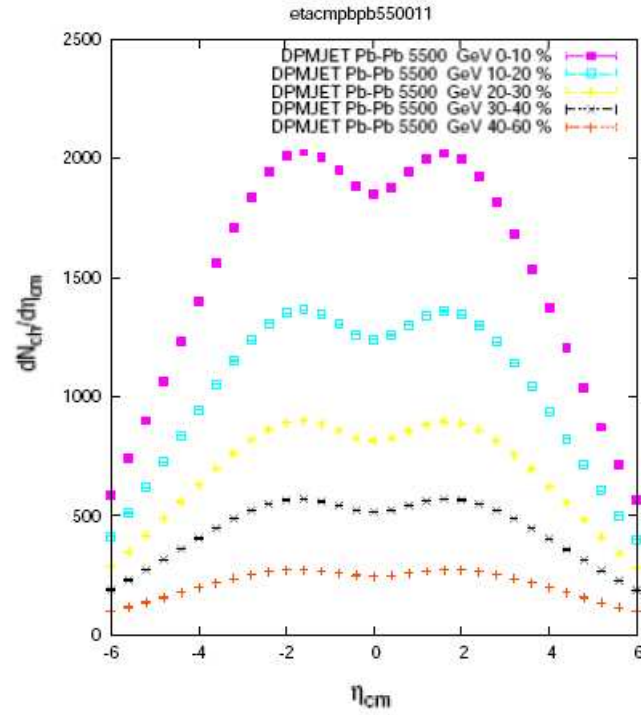


FIG. 3.26 – Pb-Pb à 5.5 TeV : Distribution en pseudorapidité pour DPMJET-III [157]

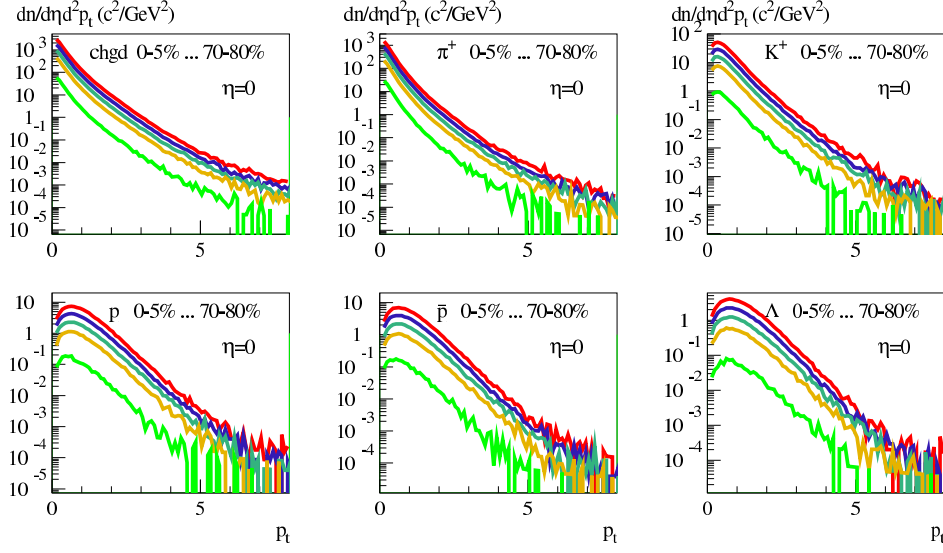


FIG. 3.27 – Pb-Pb at 5.5 TeV : Distribution en p_T à $\eta = 0$ pour EPOS [171]

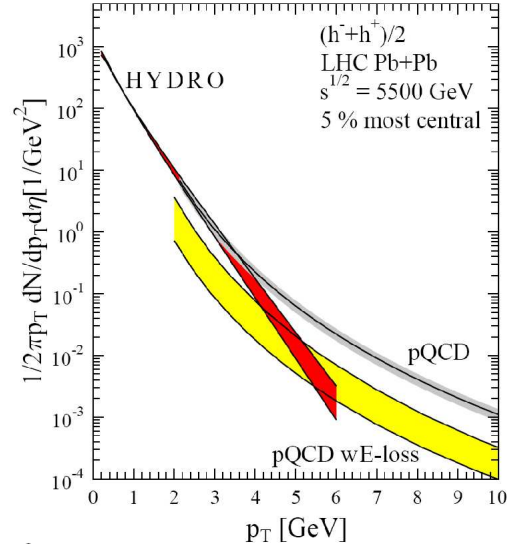


FIG. 3.28 – Pb-Pb at 5.5 TeV : Distribution en p_T à $\eta = 0$ pour EKRT [159]

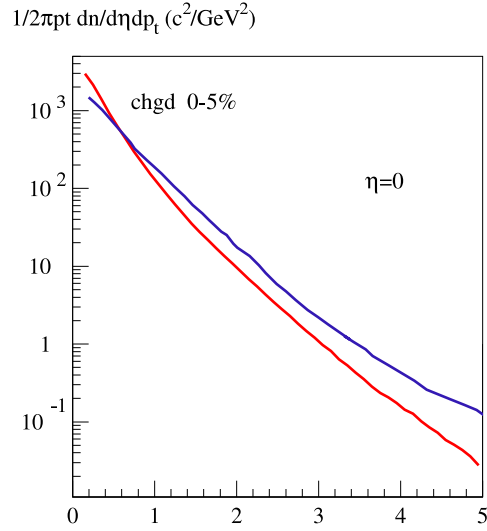


FIG. 3.29 – Comparaison entre EPOS (en rouge) et EKRT (spectre pQCD, en bleu) pour le spectre en p_T à $\eta = 0$ pour la collision la plus central (0-5%)

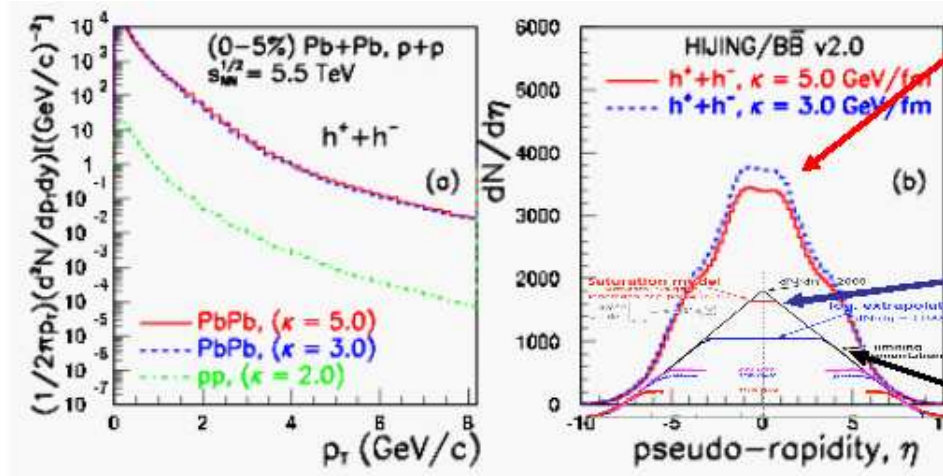


FIG. 3.30 – Pb-Pb at 5.5 TeV : (à droite) Distribution en p_T à $\eta = 0$, (à gauche) Distribution en pseudorapidité pour Hijing/ $B\bar{B}$ [158].

participants sont-ils proportionnels? Si c'est le cas, le graphe $(dN/d\eta)/N_{\text{Part}}$ sera une ligne constante. Le premier élément à noter est qu'aucun des graphiques ne présente de lignes constantes. EPOS et l'extrapolation des données sont compatibles dans les barres d'erreur. Pour effectuer cette comparaison, il faut être vigilant sur les normalisations de chacun des graphes. EPOS et l'extrapolation des données peuvent être directement comparés car dans l'extrapolation des données, on considère $-1 < \eta < 1$ et $N_{\text{Part}}/2$, ce qui se compense en facteur 2. Pour comparer avec DPMJET III, il faut diviser par 2 la valeur de chacun des points, ainsi, DPMJET III est en accord avec EPOS et l'extrapolation des données. Il est intéressant de remarquer que les modèles sont en accord pour la normalisation par le nombre de participants même s'ils ne l'étaient pas pour les distributions en multiplicité. Pour investiguer cela, les valeurs de N_{part} utilisées dans les différents calculs pourraient être comparées.

Dans EPOS, la géométrie de la collision est prise en compte par une séparation Core-Corona (cf.4.5.1). Si la densité est suffisante, il y a formation d'un core dense qui subit une évolution hydrodynamique. Dans la corona le traitement usuel des cordes est utilisé. Plus le nombre de participants est grand : plus la collision est centrale et plus les conditions à la formation d'un core dense sont réunies. Plus le nombre de participants est faible : plus la collision est périphérique, similaire à pp. Sur le graphique 3.31, on observe la passage continu de l'un à l'autre des régimes.

Comparaison des facteurs de modification nucléaires

Nous avons défini dans le premier chapitre le facteur de modification nucléaire qui correspond au spectre en impulsion transverse noyau-noyau divisé par le spectre en p-p, normalisé par le nombre de collisions, car pour les processus durs, la multiplicité est attendue comme étant proportionnelle au nombre de collisions.

$$R_{AA} = \frac{1}{N_{\text{coll}}} \frac{dN^{AA}/d^2p_{\perp}dy}{dN^{pp}/d^2p_{\perp}dy}. \quad (3.13)$$

L'idée est que si les collisions noyau-noyau sont équivalentes à N fois les collisions pp, le R_{AA} doit être égal à un. Nous allons discuter trois courbes : Fig. 3.34 pour EPOS, Fig. 3.35 pour Hijing/ $B\bar{B}$ et Fig. 3.36 pour *String Percolation* ; ces courbes sont des prédictions pour des collisions Pb-Pb à 5.5 TeV. Pour la production de protons, EPOS est en dessous de un pour des $p_{\perp}$ entre 0 et 2 GeV/c, tandis que Hijing/ $B\bar{B}$ et String Percolation passe au dessus de un dans cette zone. Pour la production de pions, EPOS et la percolation de cordes présentent des valeurs compatibles mais une forme différente. EPOS présente une distribution plutôt plate tandis que pour la percolation on observe une courbe en forme de cloche. Ainsi, les prédictions pour les facteurs de modification nucléaire sont différentes dans les différents modèles. Dans EPOS, le *jet quenching* n'est pas encore implémenté.

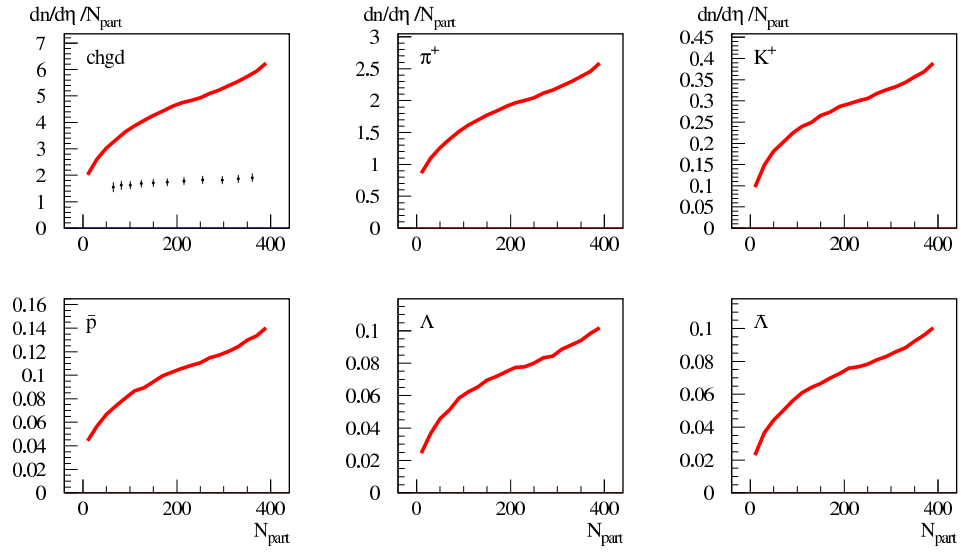


FIG. 3.31 – Pb-Pb à 5.5 TeV : dépendance en centralité pour EPOS [171]. Sur le premier graphique, les points illustrent des données du Tevatron qui indiquent que cette observable n'est pas une constante.

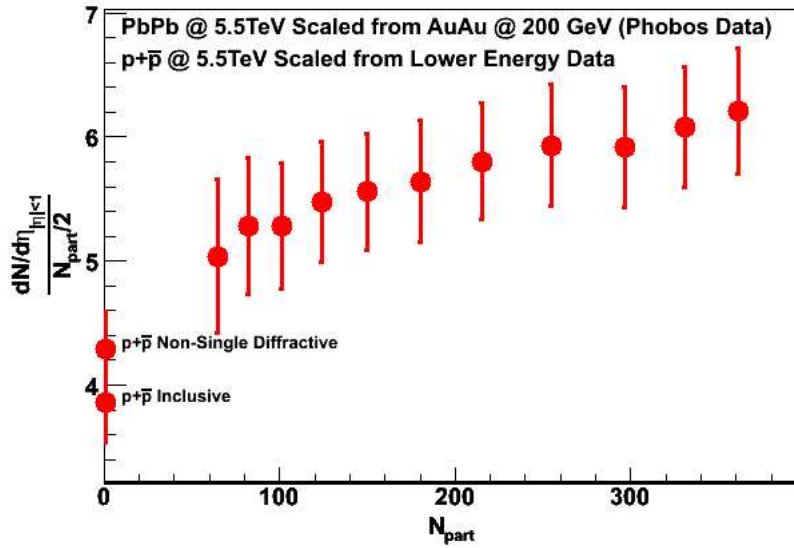


FIG. 3.32 – Pb-Pb à 5.5 TeV : dépendance en centralité pour une extrapolation des données [170].

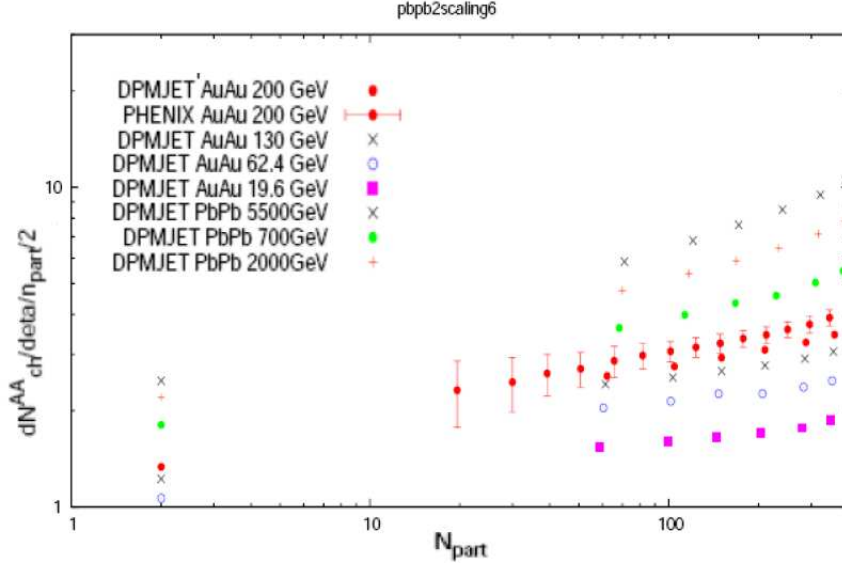


FIG. 3.33 – Pb-Pb à 5.5 TeV : dépendance en centralité pour DPMJET-III [157].

Cependant, une suppression du R_{AA} est observée. Celle-ci est dû à la conservation d'énergie et au traitement effectif des diagrammes augmentés qui conduisent à un *screening* dans les collisions AuAu par rapport à pp. Les spectres des mésons sont plutôt plats tandis que les spectres des baryons ont une forme en cloche, ceci s'explique par le traitement core-corona et les effets collectifs qui agissent plus sur les particules avec des grandes masses (avec $p = \gamma mv$) tel que les protons et les lambdas.

Mais, rappelons-nous que cette observable est un rapport de deux autres grandeurs. Une comparaison est faite avec pp, et nous avons déjà mentionné que ces collisions ne sont pas encore complètement maîtrisées. Finalement, il est peut être trop tôt pour discuter d'observables complexes avant d'avoir vérifié les autres observables que ce soit dans pp ou noyau-noyau. Nous n'avons pas encore discuté de la Figure 3.37 qui présente un R_{AA} issu d'EKRT. La raison est que ce modèle cherche à discuter la physique des jets avec les pertes d'énergie de jets dans un milieu dense. Ainsi, les prédictions vont jusqu'à 400 GeV/c, tandis qu'EPOS s'arrête à 4 GeV/c, et sans modélisation de l'interaction jet-milieu. Il n'est donc pas possible de comparer. Cela montre qu'au moment de ces prédictions, EPOS était limité et n'était pas capable de produire des particules de très haute impulsion transverse dans un temps CPU raisonnable. Ainsi donc, nous voyons déjà se profiler une motivation pour ce travail de thèse qui est sur l'implémentation des processus durs dans le générateur d'événements EPOS.

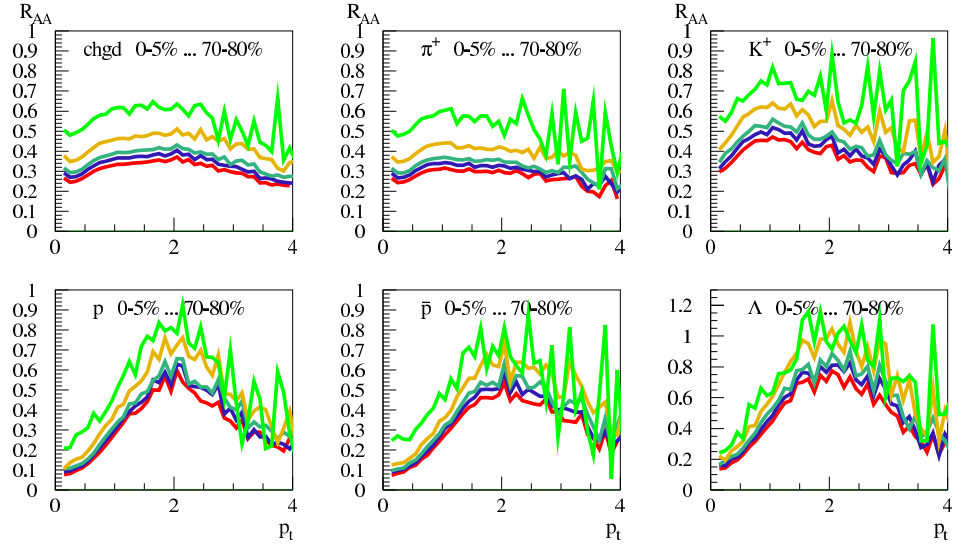


FIG. 3.34 – Pb-Pb à 5.5 TeV : R_{AA} à $\eta = 0$ issu d'EPOS [171].

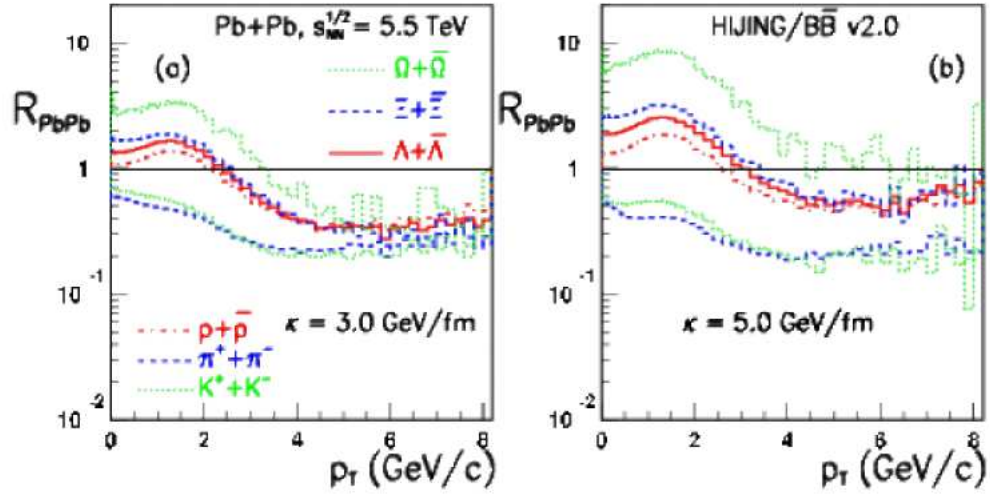


FIG. 3.35 – Pb-Pb at 5.5 TeV : R_{AA} pour Hijing/ $B\bar{B}$ [158].

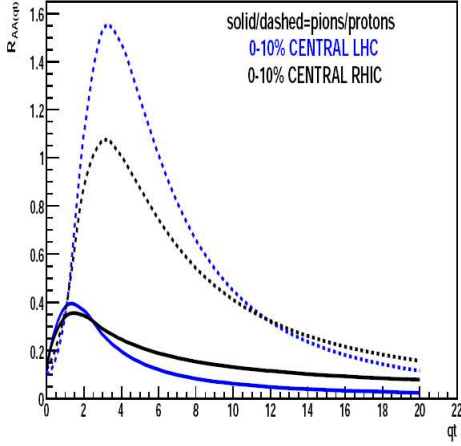


FIG. 3.36 – Pb-Pb à 5.5 TeV : R_{AA} pour *String Percolation* [156].

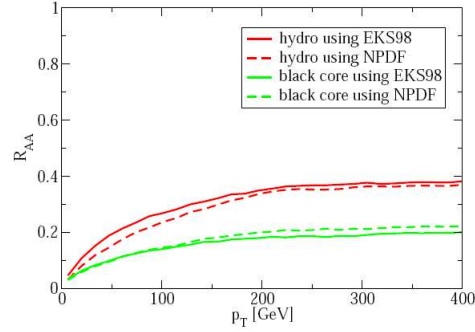


FIG. 3.37 – Pb-Pb à 5.5 TeV : R_{AA} pour EKRT [173].

Résumé

En conclusion, cette section présente une comparaison entre 6 modèles pour les collisions d'ions lourds et leurs prédictions aux énergies LHC et une extrapolation des données du RHIC pour le LHC. Ces prédictions ont été présentées à la conférence *Heavy Ion Collision at LHC, last call for Predictions* dont l'objectif était de faire un point sur les prédictions théoriques avant le démarrage du LHC. Le point de vue que nous avons pris ici a été de comparer les résultats des autres modèles aux résultats d'EPOS. Finalement EPOS et EKRT semblent se corroborer pour différentes observables, mais il nous faut cependant rester prudent car il est difficile de comparer des modèles différents qui sont fondés sur des approches différentes et des ingrédients différents. Cette étude nous montre qu'il y a de nombreuses questions ouvertes sur la physique du LHC. L'ensemble des modèles ne convergent pas vers une vision unique. Les premières données du LHC sont attendues et permettront d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes par une comparaison aux modèles.

3.3 Les générateurs d'événements

Les modèles qui nous ont servi de référence pour situer EPOS ne sont pas tous des générateurs d'événements. Nous allons expliciter ce que sont les générateurs d'événements et nous attarder plus spécifiquement à décrire PYTHIA qui est un générateur de référence pour les collisions proton-proton.

3.3.1 Qu'est-ce que c'est ?

Les générateurs d'événements sont des codes informatiques qui tentent de simuler la production de particules dans les collisions de particules (proton-proton, noyaux lourds ou encore deuteron-Or). Si on tape *event generator* sur un moteur de recherche, on trouve comme information une page de l'encyclopédie libre *Wikipedia* [174] qui nous informe :

« *Event generators are software libraries that generate simulated high-energy particle physics events. They randomly generate events as those produced in particle accelerators, collider experiments or during the initial phases of the Universe creation.* »

Ainsi nous pouvons voir l'importance des générateurs d'événements dans la physique des hautes énergies.

Simuler un événement implique que l'on reproduise toutes les particules produites avec les mêmes caractéristiques que dans l'expérience en particulier leur multiplicité ou encore leur impulsion. La grande difficulté d'un générateur d'événements est alors de reproduire en même temps le plus grand nombre d'observables. On ne souhaite pas dans cette approche se concentrer sur une problématique, mais plutôt regarder dans le même temps un grand nombre de données. On souhaite réaliser la correspondance :

$$1 \text{ événement} = 1 \text{ collision.}$$

Les expériences ne détectent que les particules dans l'état final. Or nous avons vu dans le premier chapitre que les collisions proton-proton et ions lourds sont une succession d'étapes complexes. Dans les données, nous n'avons pas accès à ces différentes étapes. Les générateurs d'événements, eux, produisent les particules étapes par étapes et permettent ainsi d'investiguer la collision dans son ensemble.

Les générateurs d'événements sont fondés sur des techniques de Monte Carlo. En effet, les événements physiques mis en jeu sont étudiés suivant des probabilités de distribution, il est fait appel aux techniques de Monte Carlo pour distribuer aléatoirement les variables suivant leur distribution de probabilité. Les méthodes de Monte Carlo permettent de considérer chacune des étapes de façon séquentielle [175].

3.3.2 Générateur d'événements / Générateur de distributions inclusives

Un générateur d'événements se doit de produire des événements complets. Cependant, certains générateurs sont plutôt des générateurs de spectres inclusifs dans le sens où ils se focalisent sur le calcul d'observables inclusives, tel que la section efficace de production de jets calculée dans le modèle des partons. De tels générateurs se trouvent être pertinents car ils permettent un grand contrôle sur les

processus que l'on souhaite étudier. Les événements qui y sont générés sont des événements du type Monte Carlo et non des événements au sens physique. Notre approche avec EPOS est de générer réellement des événements complets, directement comparables avec l'expérience. L'inconvénient majeur est que comme dans l'expérience, les événements rares nécessitent beaucoup de statistiques pour être observés. Les générateurs de spectre inclusif peuvent faire des sélections sur ces événements rares sans perdre la cohérence des observables inclusives. Dans ce type de générateurs d'événements, un travail est mené *a posteriori* pour tenir compte des différents éléments de la collision (telle que les interactions multiples par exemple). Dans EPOS, le parti est pris de construire un générateur d'événements complets et de travailler par la suite sur des solutions pertinentes pour réaliser des coupures sur les événements rares, tels que des processus particuliers ou des particules de hautes impulsions transverses. Ce sont ces considérations qui motivent le travail présenté dans ce manuscrit.

3.3.3 Quelle utilité ?

Les générateurs d'événements sont d'une grande utilité lors de l'étude des collisions de particules et d'ions lourds. En effet, ils permettent d'abord de valider les modèles sur lesquels ils se fondent, en comparant les « données » issues du générateur avec des données réelles, pour le plus grand nombre d'observables possibles.

Ensuite, ils sont utilisés dans l'expérience où ils peuvent servir à générer des événements artificiels et tester par exemple les algorithmes de reconstruction de données. De façon plus générale, ils sont présents pour tester un certain nombre de codes d'analyse de données. Ils peuvent être utilisés également pour simuler la réponse du détecteur à un événement donné, ou encore pour reconstruire des données manquantes et même pour traiter un signal : élimination du bruit de fond.

Une technique grandement utilisée est la technique dite d'*embedding*. Celle-ci consiste à introduire dans les données d'un événement, des particules « virtuelles » issues d'un générateur d'événements. Cette technique permet d'estimer l'efficacité du détecteur (ratio entre les particules arrivant au détecteur et ce qui est effectivement détecté) et son acceptance (proportion des traces qui traversent le détecteur). Ainsi, les données brutes peuvent être corrigées des pertes du signal dû à la détection. Elle permet d'obtenir ces deux grandeurs pour l'événement considéré et de tenir compte, par exemple, des pannes temporaire [176, 177]. La technique d'*embedding* est une technique de correction des données grandement utilisée dans les collisions d'ions lourds. M. Sjostrand, auteur de [175], nous met d'ailleurs en garde :

« *Blind usage of a generator is not encouraged : then you are the slave rather than the master.* »

Cette phrase indique que si les générateurs d'événements sont très utilisés dans les expériences et l'analyse de données, il faut rester prudent quant à leur utilisation et avoir en tête leur domaine d'applications ainsi que leurs limitations.

Ainsi, les générateurs d'événements sont des outils fondamentaux dans l'étude des collisions proton-proton et ions lourds : ils sont présents à tous les niveaux. Un travail important est alors de développer des générateurs fiables et complets qui reproduisent l'ensemble des données et permettent des extrapolations. Mon travail de thèse se situe dans le cadre du développement du générateur d'événements EPOS dont nous allons détailler la présentation au chapitre suivant.

Si j'ai choisi ici d'explicitier la philosophie d'un générateur d'événements, c'est qu'ils ne sont pas uniquement des modèles théoriques à partir desquels nous pouvons extraire une observable, leur objectif est véritablement d'être proches des expériences et des expérimentateurs, et même de devenir un outil pour ces derniers. Peu de générateurs d'événements sont à la disposition des expérimentateurs pour leurs simulations, corrections de données. Le plus utilisé est PYTHIA pour les collisions proton-proton et HIJING pour les ions lourds. Nous discuterons de leur fonctionnement.

3.4 Etude plus détaillée de PYTHIA

PYTHIA (the Lund Monte Carlo generator) [178] est un générateur d'événements fondé sur le modèle des partons (cf paragraphe 3.1.1). Il est conçu de façon à reproduire les sections efficaces inclusives des processus durs. Son avantage est que l'on peut sélectionner les processus durs que l'on souhaite étudier. Ainsi, même si le processus en question est rare, l'utilisateur peut facilement l'étudier. Son inconvénient majeur est la reconstruction *a posteriori* du reste de l'événement qui est associé à ce processus dur.

3.4.1 Philosophie de PYTHIA

PYTHIA est un générateur d'événements pour les collisions à haute énergie de particules comme par exemple proton-proton, ou électron-positron. Cependant, PYTHIA ne peut pas être directement utilisé pour simuler des collisions d'ions lourds tels que Au-Au ou Pb-Pb. Voici le déroulement des différentes étapes d'une collision dans PYTHIA [146], ces étapes sont schématisées sur la Figure 3.38 :

1. deux faisceaux de particules arrivent l'un vers l'autre, chaque particule est caractérisée par une fonction de distribution de partons qui définit la structure partonique interne ;
2. dans chaque faisceau, un parton initie une gerbe par une succession de branchements $q \rightarrow qg$, ceci est la radiation initiale (notée ISR sur 3.38) ;
3. les partons considérés entrent dans le processus dur du type $2 \rightarrow 2$, ou éventuellement $2 \rightarrow 1$ pour la production de résonnances ;
4. les partons produitsradient à leur tour, c'est la radiation finale (FSR) ;
5. d'autres interactions semi-durs peuvent intervenir entre les autres partons des particules ;

6. traitement du reste des particules incidentes (*remnants*);
7. production de particules par hadronisation ;
8. décroissance.

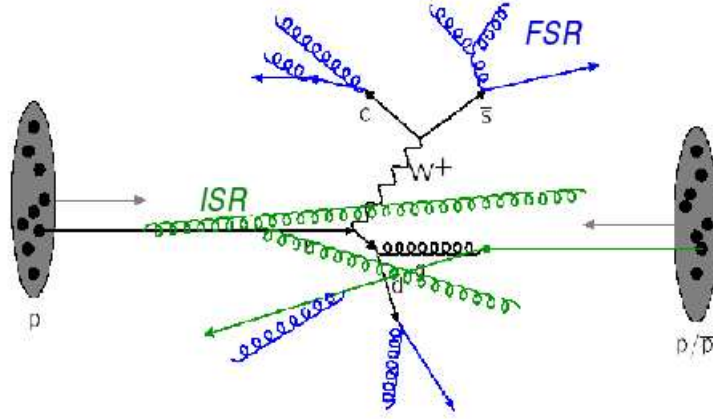


FIG. 3.38 – Collision schématique de deux protons : radiation d'état initial (ISR) (2), processus dur (3) et radiation d'état final (FSR) (4) [179]

PYTHIA ne génère pas les étapes successives dans cet ordre, il commence par le sous-processus le plus dur :

1. sélection du processus dur et calcul des sections efficaces inclusives ;
2. radiation d'état initial et final ;
3. reste des particules incidentes et interactions multiples ;
4. hadronisation.

En fin de compte, les partons qui font l'interaction dans le processus dur sont sélectionnés puis on remonte à ceux présents initialement dans le proton en reconstruisant la radiation initiale. La radiation d'état final est alors créée. Une fois que ceci est fait, les interactions multiples sont traitées en reconstruisant les événements plus mous. Les faisceaux restants sont également reconstruits. Enfin vient l'hadronisation. Nous pouvons voir dans ce déroulement que la sélection du processus dur est un pilier central de la génération. La radiation d'état initial et les interactions multiples sont reconstruites après la sélection du sous-processus dur. Cela sous-entend que ces radiations et les interactions multiples sont incluses dans les sections efficaces des processus durs. Ceci est possible par l'utilisation de fonctions de distributions de partons évoluées [146].

3.4.2 Le sous-processus dur

Le sous-processus dur est l'élément essentiel de PYTHIA, il s'agit du processus $2 \rightarrow 2$ (ou $2 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow n$) au niveau partonique. PYTHIA est optimisé pour les processus $2 \rightarrow 2$ et $2 \rightarrow 1$ (production de résonnances), les processus qui produisent plus de deux particules dans l'état final sont délicats à traiter car il rendent l'espace des phases complexes, nous ne présenterons pas plus en détail ce point, pour nous concentrer sur les processus $2 \rightarrow 2$, les plus couramment rencontrés. Parmi ce type de processus, environ 300 sont disponibles. C'est une des grandes richesses de PYTHIA que de proposer en plus des processus classiques impliquant quarks (u , d , s) et gluons, des processus tels que la production de photons, les quarks plus lourds (c , t) mais également la production de bosons W et H (suivant plusieurs scénarios possibles), voire de la physique au delà du modèle standard avec des particules supersymétriques. Il est également possible de ne pas utiliser la librairie de PYTHIA pour le choix du sous-processus et d'interfacer PYTHIA avec d'autres librairies.

Il est possible de sélectionner une combinaison de plusieurs sous-processus et de savoir exactement quel sous-processus a été sélectionné dans chaque événement. Dans le cas de la production de jets, le paramètre MSEL=1 ou 2 sélectionne les sous-processus usuels suivant :

- 11 $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$
- 12 $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$
- 13 $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$
- 28 $q_i g \rightarrow q_i g$
- 53 $gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$
- 68 $gg \rightarrow gg$
- 96 semihard QCD $2 \rightarrow 2$

Le sous-processus n° 96 est un processus particulier qui permet de générer les processus dans les interactions multiples. Nous verrons dans la section 3.4.4 que le premier sous-processus est le processus le plus dur, les suivants composant les interactions multiples, vont en dureté décroissante. Ce processus 96 est la somme des processus 11, 12, 13, 28, 53 et 68 réécrit avec $p_\perp$ comme variable, de façon à s'assurer que ce nouveau processus ne puisse pas être plus dur que les précédents.

3.4.3 Radiation d'état initial et final

Les partons impliqués dans le sous processus dur vont subir des radiations que ce soit dans l'état initial (ISR) ou dans l'état final (FSR). Il existe deux méthodes pour modéliser ces radiations, la méthode des éléments de matrices qui consiste à calculer tous les diagrammes de Feynman ordre par ordre. C'est une solution exacte mais qui peut se révéler très laborieuse si l'on souhaite considérer tous les ordres. La deuxième approche possible (et celle par défaut dans PYTHIA) est celle de la gerbe partonique où les différentes radiations sont émises successivement.

Éléments de matrice

Cette technique repose sur le calcul des diagrammes de Feynman, elle est donc en principe complète car elle prend en compte l'exacte cinématique et toutes les interférences. Cependant, il est très difficile de calculer tous les ordres. Dans PYTHIA, seul le premier-ordre est disponible. Il peut être utilisé en combinaison avec la gerbe partonique. Il faut alors être prudent avec les problèmes de double comptage. En effet, il faut arrêter la gerbe partonique avant afin de ne pas avoir dans la gerbe les gluons émis par les éléments de matrices. Il y a des problèmes plus profonds quant au couplage gerbe partonique - éléments de matrices, nous ne rentrerons pas ici dans les détails. Dans PYTHIA, ce couplage peut être utilisé dans les processus durs afin de déterminer une correction à la pure gerbe partonique.

Gerbe Partonique (*Parton Shower*)

Dans cette description approximative un nombre arbitraire de branchements $a \rightarrow bc$ est combiné comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.2. Chaque particule est caractérisée par Q^2 , l'échelle de virtualité. Dans les radiations d'état initial, Q^2 augmente progressivement lorsqu'on se rapproche du processus dur tandis qu'il décroît pour les radiations d'état final. Pour ces dernières $Q^2 = E^2 - p^2 \geq 0$. On commence avec Q_{max}^2 , le parton initial évolue : Q^2 diminue jusqu'à un branchement, la répartition d'énergie est alors déterminée. Ce processus est répété itérativement jusqu'à $Q_{\text{cut-off}}$.

Les choses sont différentes pour la radiation d'état initial où $Q^2 = E^2 - p^2 \leq 0$. Un schéma d'évolution à rebours est utilisé. En effet, le choix du processus dur est fondé sur l'utilisation de distributions de partons évolués : les effets d'état initial sont déjà inclus. Il faut donc reconstruire la gerbe en remontant le temps à partir du processus dur jusqu'à l'instigateur de cette gerbe. L'utilisation de fonctions globales justifie ainsi l'ordre dans lequel est généré l'événement avec la sélection du processus dur en premier [146, 180].

Il faut cependant mentionner que cette approche a un pouvoir prédictif limité pour la séparation des jets : observe-t-on un grand jet ou deux petits jets ? Cette question est à rapprocher de la problématique de la définition des jets. En effet, d'un point de vue théorique les jets correspondent à la fragmentation en hadrons d'un parton dur. Dans les expériences, la notion de jet est plus dépendante des conditions d'analyses (*Jet Finder*, R le rayon du cône) comme nous le verrons par la suite.

Finalement, pour pouvoir implémenter un nouveau modèle pour les interactions multiples, les auteurs ont dû modifier les radiations d'état initial et final de façon à les ordonnancer en $p_\perp$, ainsi $p_\perp$ devient une variable commune dans le modèle, comme nous allons le discuter dans la section suivante.

3.4.4 Traitement des interactions multiples

PYTHIA est un générateur d'événements qui a fait ses preuves dans la production de processus durs. Cependant, la section 3.1.2 sur l'importance des interactions multiples a montré que PYTHIA avait des difficultés à reproduire la courbe de l'impulsion transverse moyenne des données de CDF. Cette courbe est sensible aux interactions multiples et les développeurs de PYTHIA ont dû travailler sur cet aspect afin de mieux reproduire les données.

Ancien modèle

Le nouveau modèle qui sera présenté par la suite se base sur l'ancien modèle développé dans [181]. PYTHIA est fondé sur la QCD perturbative, ce qui est une approche cohérente pour de grandes valeurs de $p_{\perp}$. Pour étendre ce même formalisme aux valeurs de faible $p_{\perp}$, une régularisation de la divergence de la section efficace pour $p_{\perp} \rightarrow 0$ doit être introduite, ce qui donne au modèle un paramètre libre. Le point essentiel est la détermination du nombre d'interactions qui auront lieu en parallèle dans un événement. Il est présumé que les différentes interactions sont indépendantes les unes des autres et ainsi, le nombre d'interactions dans un événement est régi par une loi de Poisson. Les hadrons sont considérés comme des objets étendus : certaines collisions sont centrales et d'autres périphériques : chaque distribution en loi de Poisson pour le nombre d'interactions multiples doit être rattaché à un paramètre d'impact.

Suivant le modèle des partons (cf. 3.1.1), la section efficace différentielle pour un processus dur $2 \rightarrow 2$ peut s'écrire comme :

$$\frac{d\sigma}{d^2p_{\perp}} = \sum_{i,j,k} \int dx_1 \int dx_2 \int d\hat{t} f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}^k}{d\hat{t}} \delta\left(p_{\perp}^2 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}}\right)$$

la section efficace d'interaction dure peut s'écrire alors comme :

$$\sigma_{\text{hard}}(p_{\perp}^{\text{min}}) = \int_{p_{\perp}^{\text{min}2}}^{s/4} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2$$

Pour des $p_{\perp}^{\text{min}} \approx 2 - 3$ GeV, σ_{hard} peut être comparé à la section efficace totale inélastique, non-diffractive $\sigma_{\text{nd}}(s)$, comme nous l'avons discuté dans la section 3.1.2 avec la figure 3.8. Dans ce langage, σ_{hard} ne donne pas le nombre de collisions hadron-hadron, mais parton-parton. Chaque hadron incident peut être vu comme un faisceau de partons, avec la possibilité d'avoir plusieurs interactions parton-parton lors de la collision. Ainsi, le nombre moyen d'interactions parton-parton au dessus de $p_{\perp}^{\text{min}}$ dans un événement est défini comme :

$$\bar{n} = \frac{\sigma_{\text{hard}}(p_{\perp}^{\text{min}})}{\sigma_{\text{nd}}(s)}, \quad (3.14)$$

et ce nombre peut être bien supérieur à l'unité. $p_{\perp}^{\min}$ est défini par défaut dans PYTHIA comme :

$$p_{\perp}^{\min}(s) = (1.9 \text{ GeV}) \left(\frac{s}{1 \text{TeV}^2} \right)^{0.08} \quad (3.15)$$

Le principal critère pour le paramétrage de $p_{\perp}^{\min}$ est que des données expérimentales soient reproduites (telle que la multiplicité des particules chargées moyennes $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ ou la hauteur du plateau en pseudo-rapacité $dN_{\text{ch}}/d\eta|_{\eta=0}$).

Pour générer les différentes interactions ayant lieu en parallèle, PYTHIA impose un ordonnancement : la première interaction traitée est la plus dure, et les successives (deuxième, troisième ...) sont de plus en plus molles. Les auteurs indiquent clairement que cette image n'est en aucune manière à relier avec un sens physique. Sans variation du paramètre d'impact, les interactions successives sont déterminées avec la distribution de probabilité extraite d'une loi de Poisson avec la moyenne $\bar{n}$.

Lorsqu'il y a des interactions multiples, le traitement des restes des projectiles et cibles est modifié de façon à prendre en compte l'énergie prise par les interactions. Nous avons mentionné dans les paragraphes précédents les radiations d'état initial et final. Il faut notifier ici que ces radiations ne sont prises en compte que dans le cas de la première interaction la plus dure et pas dans les interactions suivantes.

Une variation du paramètre d'impact b est prise en compte en supposant une distribution symétrique sphérique de la matière. Ceci permet de définir différents types de collision avec plus ou moins de recouvrement de matière. De faibles valeurs de b correspondent à un fort recouvrement et donc à une plus grande chance d'avoir des interactions multiples. Un faible b indique une collision périphérique avec la probabilité non nulle de n'avoir aucune interaction parton-parton.

Nouveau modèle

Dans le nouveau modèle, les interactions successives sont toujours ordonnées de la plus dure à la plus molle, mais les interactions ayant lieu après la plus dure peuvent désormais avoir des radiations d'état initial et final. Pour cela, les radiations d'état initial et final ont été implémentées avec un ordonnancement en impulsion transverse, ce qui fait que l'impulsion transverse devient l'échelle d'évolution commune pour les radiations d'état initial, d'état final et les interactions multiples. Ce changement prend son importance quand on considère que les radiation d'état initial et les interactions multiples sont deux mécanismes qui entrent en compétition en regard de l'énergie limitée disponible dans les *remnants*.

Une sophistication supplémentaire est l'interaction « jointe » : lorsque l'on remonte l'évolution des radiations initiales du processus dur jusqu'au parton à l'ori-

gine de la collision, il peut arriver que pour deux processus durs indépendants (interaction multiple), l'ancêtre soit commun, c'est l'interaction jointe. [182]

Ce chapitre nous a permis de mettre en place les éléments théoriques nécessaires à la compréhension de cette thèse, de situer EPOS, de le situer en regard des autres modèles et de décrire un générateur d'événements de référence. Nous allons maintenant discuter le générateur d'événements EPOS.

Chapitre 4

EPOS

*Si l'on considérait une théorie comme parfaite
et si l'on cessait de la vérifier par l'expérience scientifique,
elle deviendrait une doctrine.*
Claude Bernard

Ici, nous allons nous attarder sur la description du générateur d'événements sur lequel je travaille : EPOS. EPOS a pour objectif de reproduire l'ensemble des aspects d'une collision aussi bien proton-proton que noyau-noyau. Un projet aussi conséquent qu'EPOS n'émerge pas en quelques mois de travail mais en plusieurs années. Ainsi, EPOS reprend la base de NEXUS [139] qui lui même reprenait la base de VENUS [137]. Le creuset théorique de la « *parton-based gribov regge theory* » [139] a été développé pour Nexus. EPOS présente des innovations comme par exemple dans le traitement d'effets collectifs. Ici, nous discuterons le générateur dans son ensemble afin d'introduire au mieux le sujet de ma thèse qui concerne l'implémentation des processus durs dans un modèle qui gère les interactions multiples.

EPOS signifie : **E**nergy conserving quantum mechanical approach, based on : **P**artons, parton ladders, strings; **O**ff-shell remnants; **S**plitting of parton ladders [139]. Les principaux ingrédients que l'on va retrouver dans le modèle sont :

- une approche des interactions multiples par la mécanique quantique, basée sur les partons et les cordes [139].
- Un calcul des sections efficaces et production de particules dans le même formalisme, qui prend en compte la conservation de l'énergie [139].
- Un traitement attentif des restes des projectiles et cibles [139].
- Des effets nucléaires : branchements d'échelles de partons (screening) [139].
- Forte densité : traitement des effets collectifs d'un « core » dense [161].

Nous reviendrons successivement sur chacun de ces aspects au cours de ce chapitre qui sera composé dans un premier temps d'une description des interactions élémentaires, puis la section efficace partielle et la notion d'interaction multiple seront détaillées, dans un troisième temps il sera question de la production de particules.

Par la suite, nous aborderons brièvement les aspects collectifs dans le modèle pour finir par une confrontation entre EPOS et différents jeux de données aussi bien pour la physique des collisionneurs que celle des rayons cosmiques.

4.1 Interaction élémentaire

La section 3.1.5 a présenté la *Parton-based Gribov-Regge theory* qui permet de concilier la théorie de Gribov-Regge pour les interactions multiples et le modèle de partons. Dans ce formalisme plusieurs structures élémentaires sont échangées en parallèle. Avec EPOS, une identification est faite entre les pomérons et les échelles de partons comme structure élémentaire. Avant de discuter plus en détail le calcul de section efficace partielle et les interactions multiples, nous allons expliciter l'interaction élémentaire en la présentant d'abord de façon globale, puis en détaillant les différents types d'échelles possibles à savoir molle, dure et semi-dure.

4.1.1 Généralité

Nous pouvons voir sur la Figure 4.1 deux partons issus de deux nucléons incidents qui vont réaliser une interaction. Chaque parton peut brancher jusqu'à éventuellement un processus dur ($2 \rightarrow 2$). L'état final de ce processus peut être vu comme une corde de couleur qui va décroître par production de paires en segments (modèle des cordes cf. section 3.1.6). Finalement ces segments vont être identifiés à des hadrons. Cette représentation porte le terme d'échelle. Cette échelle se rapporte dans les limites aux processus durs ou aux processus mous. On a également accès, d'un point de vue intermédiaire, aux processus semi-durs : processus qui en début d'échelle sont mous puis, au fur et à mesure que Q^2 (la virtualité) augmente le long de l'échelle, sont durs. Les interactions multiples sont réalisées avec l'échange en parallèle de plusieurs de ces échelles en conservant l'énergie : l'énergie disponible est répartie dans les différentes échelles.

Nous allons discuter maintenant la probabilité d'une interaction. Soit T , l'amplitude élastique d'interaction pour une collision $2 \rightarrow 2$. Nous définissons s et t , les variables de Mandelstam couramment utilisées. Avec le théorème optique, la section efficace totale s'écrit :

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{1}{2s} 2\text{Im}T(s, t=0). \quad (4.1)$$

Nous définissons la transformé de Fourier $\tilde{T}$ de T comme :

$$\tilde{T}(s, b) = \frac{1}{4\pi^2} \int d^2q_{\perp} e^{-iq_{\perp} \vec{b}} T(s, t), \quad (4.2)$$

avec $t = -q_{\perp}^2$, nous définissons la fonction G comme :

$$G(s, b) = \frac{1}{2s} 2\text{Im}\tilde{T}(s, b). \quad (4.3)$$

Et, nous obtenons finalement :

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \int d^2b G(s, b), \quad (4.4)$$

Ce qui nous permet d'interpréter $G(s, b)$ comme la probabilité d'une interaction avec un paramètre d'impact b .

Nous avons déjà introduit le fait qu'une interaction puisse être molle ou dure (et même semi-dure). Ainsi, on peut écrire :

$$G = G_{\text{soft}} + G_{\text{hard}}. \quad (4.5)$$

L'avantage d'EPOS est que nous fonctionnons d'abord avec des interactions, et seulement après, nous discutons leurs natures. Ainsi, nous avons un unique formalisme pour les interactions multiples et la conservation d'énergie qui est réalisée au niveau des échelles.

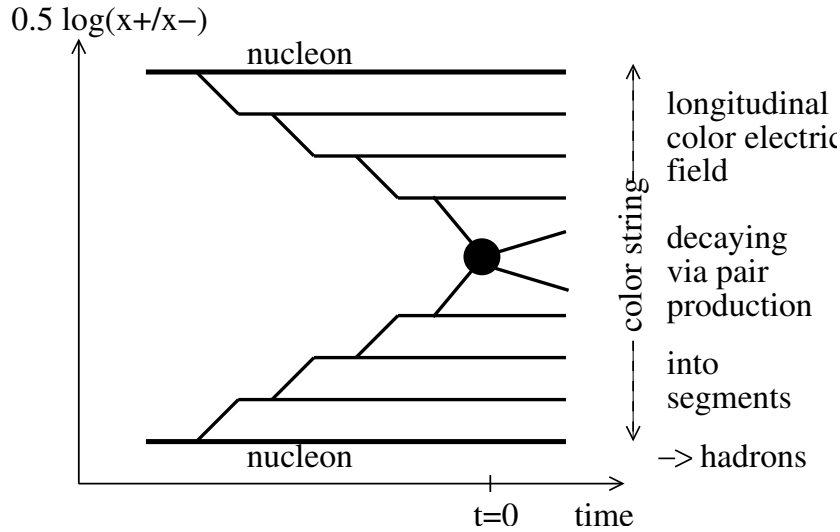


FIG. 4.1 – Illustration d'une échelle de partons : molle ou dure.

4.1.2 Interaction molle

Une partie des interactions, des échelles, sont molles. Elles sont représentées par le G_{soft} introduit précédemment, ces contributions sont non-perturbatives. Nous considérons que les partons constitutants (quarks, diquarks) de la cible et du projectile peuvent interagir et produire beaucoup de hadrons de bas $p_{\perp}$. Pour les traiter, étant donné que l'on ne peut avoir recours à la QCD perturbative, un paramétrage de type Regge est utilisé. La séparation entre le mou et le dur se fait suivant une

coupure $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Pour $Q^2 < Q_0^2$, les interactions sont molles. La Figure 4.2 illustre l'échange d'une échelle molle entre deux partons des nucléons. Les deux pattes représentent les partons entrant en interaction. Le « blob » central illustre le fait que l'on utilise le paramétrage décrit par l'échange phénoménologique d'un Pomeron mou [183] :

$$T_{\text{soft}}(\hat{s}, t) = 8\pi s_0 \eta(t) \gamma_{\text{part}}^2 \left(\frac{\hat{s}}{s_0} \right)^{\alpha_{\text{soft}}(0)} \exp \lambda_{\text{soft}}^{(2)}(\hat{s}/s_0) t \quad (4.6)$$

avec

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{soft}}^{(n)}(z) &= n R_{\text{part}}^2 + \alpha'_{\text{soft}} \ln z \\ \eta(t) &= i - \cot \frac{\pi \alpha_P(t)}{2} \approx i \end{aligned}$$

où $s_0 \approx 1 \text{ GeV}^2$ est l'échelle de masse hadronique typique.

Nous définissons la fonction de profil comme :

$$G_{\text{Soft}}(\hat{s}, b) = \frac{2\gamma_{\text{part}}^2}{\lambda_{\text{soft}}^{(2)}(\hat{s}/s_0)} \left(\frac{\hat{s}}{s_0} \right)^{\alpha_{\text{soft}}(0)-1} \exp \left(-\frac{b^2}{4\lambda_{\text{soft}}^{(2)}(\hat{s}/s_0)} \right) \quad (4.7)$$

G_{soft} est alors deux fois la partie imaginaire de la transformée de Fourier de T_{soft} . Pour plus de précisions sur la signification physique des différents paramètres (α_{soft} , α'_{soft} , γ_{part} et R_{part}), se référer à [31, 139].

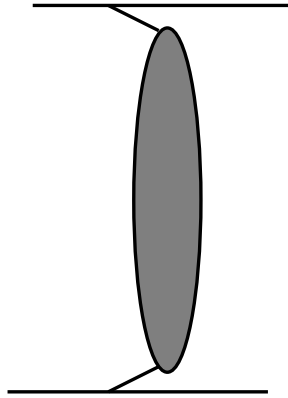


FIG. 4.2 – Une échelle molle. Le « blob » illustre la paramétrisation à la mode Regge.

4.1.3 Échelle dure

Les processus durs sont l'autre extrême possibilité pour les échelles, ils ont lieu à large virtualité ($Q^2 > Q_0^2$). Dans ce cas, l'amplitude correspondante $T_{\text{hard}}^{jk}(s, t)$ de

l'interaction entre deux partons avec des saveurs j et k , peut être calculée suivant les techniques de QCD perturbative [184, 185]. Dans cette limite, on doit retrouver le formalisme du modèle des partons. La Figure 4.3 illustre cette échelle.

On trouve pour la section efficace :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{hard}}^{jk}(s, Q_0^2) &= K \sum_{m,l} \int dx_B^+ dx_B^- dp_{\perp}^2 \frac{d\sigma_{\text{Born}}^{ml}}{dp_{\perp}^2}(x_B^+ x_B^- s, p_{\perp}^2) \\ &\times E_{\text{QCD}}^{jm}(x_B^+, Q_0^2, M_F^2) E_{\text{QCD}}^{kl}(x_B^-, Q_0^2, M_F^2) \theta(M_F^2 - Q_0^2) \end{aligned} \quad (4.8)$$

$\frac{d\sigma_{\text{Born}}^{ml}}{dp_{\perp}^2}$ est la section efficace différentielle de partons $2 \rightarrow 2$, illustrée sur la Figure 4.3. $p_{\perp}^2$ est l'impulsion transverse du parton dans le processus dur. m, l sont les types des partons participant au processus dur, $x_B^{\pm}$ sont les fractions des impulsions cône de lumière. M_F^2 est l'échelle de factorisation du processus (ici $M_F^2 = p_{\perp}^2/4$). $E_{\text{QCD}}^{jm}(z, Q_0^2, M_F^2)$, autrement appelée fonction d'évolution, représente l'évolution d'une cascade de partons de type m avec la fraction d'impulsion z à l'échelle de virtualité M_F^2 , comme montrée par la Figure 4.3. Cette évolution résulte d'un parton initial j pris à la virtualité Q_0^2 . Cette évolution suit l'équation DGLAP [186–189], avec les conditions initiales $E_{\text{QCD}}^{jm}(z, Q_0^2, Q_0^2) = \delta_m^j \delta(1 - z)$. Le facteur $K = 2$ prend en compte de façon effective les corrections QCD d'ordre supérieur.

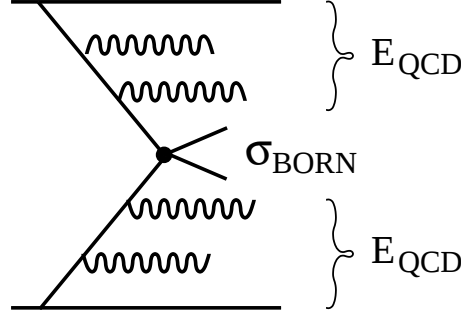


FIG. 4.3 – Une échelle dure avec évolution QCD (émission de partons) par l'opérateur E_{QCD} et processus durs $2 \rightarrow 2$ (σ_{Born}).

Pour la suite, nous avons besoin de discuter la contribution aux échelles non-coupees, à savoir : $T_{\text{hard}}^{jk}(s, t)$ avec q , l'impulsion transférée le long de l'échelle ($t = q^2$). La forme exacte de l'amplitude n'a pas d'intérêt pour nous, nous utilisons les résultats de [132] qui indiquent que la partie réelle de cette amplitude peut être négligée et qu'elle est presque indépendante de t . Cette amplitude est paramétrée dans la région des petits t [190] :

$$T_{\text{hard}}^{jk}(s, t) = i s \sigma_{\text{hard}}^{jk}(s, Q_0^2) \exp(R_{\text{hard}}^2 t) \quad (4.9)$$

Quarks légers	Charm	Photon
$gg \rightarrow gg$	$cg \rightarrow cg$	$q\bar{q} \rightarrow g + \gamma$
$gq \rightarrow gq$	$cq \rightarrow cq$	$qg \rightarrow q + \gamma$
$qq \rightarrow qq$		$\bar{q}g \rightarrow \bar{q} + \gamma$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$		$q\bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma$
$qq' \rightarrow qq'$		
$gg \rightarrow q\bar{q}$		
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$		
$q\bar{q} \rightarrow gg$		

TAB. 4.1 – Les différents sous-processus durs disponibles dans EPOS.

La fonction G correspondante est obtenue en calculant la transformée de Fourier de T et en divisant par le flux de parton initial $2\hat{s}$,

$$G_{\text{hard}}^{jk}(s, b) = \frac{1}{2s} 2Im \tilde{T}_{\text{hard}}^{jk}(s, b) \quad (4.10)$$

ce qui donne :

$$G_{\text{hard}}^{jk}(s, b) = \sigma_{\text{hard}}^{jk}(s, Q_0^2) \frac{1}{4\pi R_{\text{hard}}^2} \exp -\frac{b^2}{4R_{\text{hard}}^2} \quad (4.11)$$

Nous n'avons pas là encore le G_{hard} complet, il ne s'agit que de l'échelle interne, il nous manque la façon dont cette échelle se couple aux partons j et k des nucléons incidents, ce que nous allons voir dans la section 4.1.5.

4.1.4 Sous-processus dur

Le sous-processus dur est l'élément central de la figure 4.3. Il s'agit de l'interaction $2 \rightarrow 2$ au niveau partonique qui peut être calculée suivant les diagrammes de Feynman. Contrairement à PYTHIA, dans EPOS un nombre limité de sous-processus durs sont disponibles, ils sont détaillés dans le tableau 4.1. Par défaut, seules les saveurs légères de quarks sont disponibles (u , d et s) (première colonne). Pour avoir accès à la production de quarks c , il suffit de définir le nombre de saveurs comme étant égal à quatre. La production de quarks c est cependant plus délicate à implémenter dans le modèle car elle nécessite de tenir compte de la masse de celui-ci. Les résultats produits par EPOS pour les quarks c devront être discutés avec les auteurs. Les photons sont présents dans EPOS. Les éléments de matrices sont calculés suivant les digrammes de Feynman et sont en accord avec [107], plus de précisions sur les éléments de matrices se trouvent dans l'annexe A. Les processus pour les quarks légers correspondent dans PYTHIA au paramètre MSEL=1,2 pour la physique des jets.

4.1.5 Échelle semi-dure

Dans les cas où une échelle de partons se termine par un quark de la mer ou un gluon, l'impulsion x_1 du premier parton est typiquement très petite, impliquant un objet avec une masse de l'ordre de q_0^2/x_1 entre le parton et le proton [191]. Du point de vue microscopique, ces partons avec $x_1 \ll 1$ peuvent être vus comme le résultat d'une longue cascade partonique non perturbative, avec chaque branchement caractérisé par un faible transfert de l'impulsion $Q^2 < Q_0^2$ et une répartition presque égale de l'impulsion cône de lumière du parton parent [192, 193]. Lorsque l'on considère la section efficace de production de jets de haut- $p_\perp$ cette contribution non-perturbative est incluse dans le paramétrage des distributions de moments partoniques. Cependant, il nous faut traiter explicitement cette pré-évolution pour tenir compte de la modification du x à l'entrée de la partie purement dure et pour pouvoir décrire correctement le partage de l'énergie entre les différentes échelles. Nous traitons cette pré-évolution molle comme le blob mou décrit sur la Figure 4.2. Nous l'appellerons E_{soft} . La figure 4.4 présente une échelle semi-dure : le centre de l'échelle est le même que dans le cas purement dur, avec en bout d'échelle des blobs indiquant la pré-évolution molle E_{soft} .

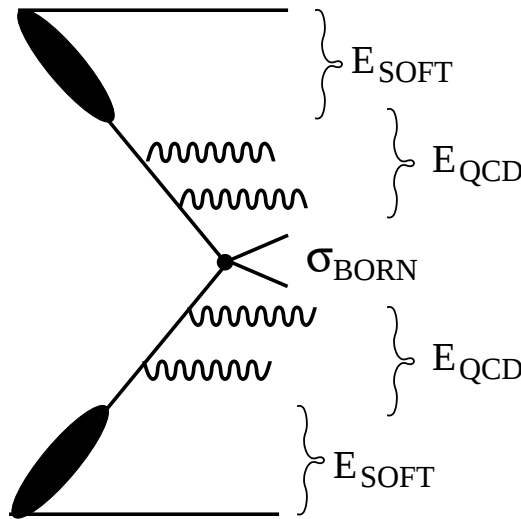


FIG. 4.4 – Une échelle semi-dure, le centre de l'échelle est identique à l'échelle dure, en bout d'échelle, la pré-evolution molle E_{soft} .

Dans la suite de ce manuscrit, nous distinguerons les échelles molles d'un côté, qui font l'objet d'un traitement particulier avec un paramétrage, des échelles semi-dures avec les contributions dures et éventuellement une pré-evolution molle. Ainsi,

le G_{hard} de l'équation 4.5 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 G_{\text{hard}}(x^+, x^-, s_{NN}, b) &= F_{\text{part}}^N(x^+) F_{\text{part}}^N(x^-) \\
 &\times \sum_{jk} \int_0^1 dz^+ dz^- E_{\text{soft}}^j(z^+) E_{\text{soft}}^k(z^-) \sigma_{\text{hard}}^{j,k}(z^+ z^- x^+ x_{NN}^-, Q_0^2) \\
 &\times \frac{1}{4\pi\lambda_{NN}(1/(z^+ z^-))} \exp - \frac{b^2}{4\lambda_{NN}(1/(z^+ z^-))}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

avec $\lambda_{NN}(\xi) = 2R_N^2 + \alpha'_{\text{soft}} \ln \xi$, x^+ et x^- sont les variables cônes de lumière des partons entrant dans une interaction élémentaire, z^+ et z^- sont les variables locales le long de l'échelle. La fonction d'évolution E_{soft} a deux contributions :

$$E_{\text{soft}}^k(z) = E_{\text{soft}(0)}^k(z) + E_{\text{soft}(1)}^k(z). \tag{4.13}$$

Le premier terme $E_{\text{soft}(0)}$ est la pré-evolution soft pour un gluon ou un quark de la mer :

$$E_{\text{soft}(0)}^q(z) = z^{-\alpha_{\text{soft}}} \tilde{E}_{\text{soft}(0)}^q(z), \quad E_{\text{soft}(0)}^g(z) = z^{-\alpha_{\text{soft}}} \tilde{E}_{\text{soft}(0)}^g(z)$$

avec

$$\tilde{E}_{\text{soft}(0)}^q(z) = \gamma_{\text{soft}} w \hat{E}_{\text{soft}(0)}^q(z), \quad \tilde{E}_{\text{soft}(0)}^g(z) = \gamma_{\text{soft}} (1-w)(1-z)^\beta$$

avec $\gamma_{\text{soft}} = 8\pi s_0 \gamma_{\text{part}} \tilde{\gamma}$ et,

$$\hat{E}_{\text{soft}(0)}^q(z) = \int_x^1 d\xi \xi^{\delta_s} P(\xi) (1 - \frac{z}{\xi})^\beta \tag{4.14}$$

avec $\tilde{\gamma}$ et β des paramètres. Le deuxième terme de 4.13 représente un couplage directe avec un quark de valence qui s'écrit comme :

$$E_{\text{soft}(1)}^q(x, z) = z^{-\alpha_{\text{soft}}} \tilde{E}_{\text{soft}(1)}^q(zx, x) \tag{4.15}$$

avec

$$\begin{aligned}
 \tilde{E}_{\text{soft}(1)}^q(x_q, x) &= x \frac{1}{\gamma_h} x^{\alpha_{\text{part}}} \frac{\Gamma(2 + \alpha_{\text{remn}} - \alpha_R)}{\Gamma(1 + \alpha_{\text{remn}}) \Gamma(1 - \alpha_R)} \\
 &\times q_{\text{val}}(x_q) (1 - x_q)^{-1 - \alpha_{\text{remn}} + \alpha_R} (x - x_q)^{-\alpha_R}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

E_{soft} est appelé évolution molle pour indiquer qu'il s'agit d'une continuation de l'évolution QCD, cependant dans une région où les techniques perturbatives ne s'appliquent pas. $E_{\text{soft}}^j(z)$ a la signification de la distribution en impulsion du parton j dans la partie molle, pour plus de détail confère [139].

4.2 Section efficace partielle

La section précédente nous a permis de décrire une interaction élémentaire et ses différentes natures possibles. Dans cette section nous allons discuter comment sont réalisées les interactions multiples, c'est-à-dire l'échange en parallèle de plusieurs échelles.

4.2.1 Fonction de vertex

Le couplage de n interactions élémentaires avec le nucléon est exprimé par les fonctions de vertex F des projectiles et cibles.

$$F = F_{\text{remn}}^N \left(1 - \sum_{k=1}^n x_k \right) \exp \left(-R_N^2 \sum_{k=1}^n q_{k\perp}^2 \right) \prod_{k=1}^n F_{\text{part}}^N(x_k) \quad (4.17)$$

avec

$$\begin{aligned} F_{\text{part}}^N(x) &= \gamma_N x^{-\alpha_{\text{part}}} \\ F_{\text{remn}}^N(x) &= x^{\alpha_{\text{remn}}^N} \Theta(x) \Theta(1-x). \end{aligned}$$

et R_N^2 , γ_n , α_{part} et α_{remn}^N , des paramètres. Tous les paramètres avec un indice N sont spécifiques pour le projectile et la cible et sont différents pour différents types de hadrons. x_k et $q_{k\perp}^2$ sont les impulsions cône de lumière et impulsion transverse au carré du nucléon constituant, participant à l'interaction.

4.2.2 Interaction multiple

EPOS cherche à traiter de façon effective toutes les interactions multiples de manière à avoir accès aux sections efficaces totales et partielles. Si nous considérons une interaction proton-proton élémentaire, un certain nombre d'interactions sont échangées en parallèle. Certaines interactions seront élastiques (sans production de particules) et d'autres inélastiques (production de particules). L'amplitude inélastique est la somme de tous les cas avec une interaction inélastique et éventuellement plusieurs interactions élastiques comme illustré sur la Figure 4.5. Sur ces diagrammes, les lignes coupées se réfèrent aux interactions inélastiques (pomérons coupés) tandis que les pleines se réfèrent aux interactions élastiques. La somme de tous les diagrammes représentant le même état final est appelée une classe K :

$$K = \{m, x_1^+, x_1^-, \dots, x_m^+, x_m^-\}$$

avec m représentant le nombre de lignes coupées et $x^\pm$ les variables cône de lumière. $\Omega(K)$ représente alors la somme sur tous les termes dans la classe K . La section efficace s'exprime comme la somme sur toutes les classes :

$$\sigma_{\text{inel}}(s_{NN}) = \sum_{K \neq 0} \int d^2b \Omega(K) \quad (4.18)$$

Ω dépend implicitement de s_{NN} et du paramètre d'impact b . Les termes individuels $\int d^2b \Omega(K)$ représentent les sections efficaces partielles étant donné qu'ils représentent des états finaux distincts. Ce concept peut être étendu au cas des interactions noyau-noyau, confère [139].

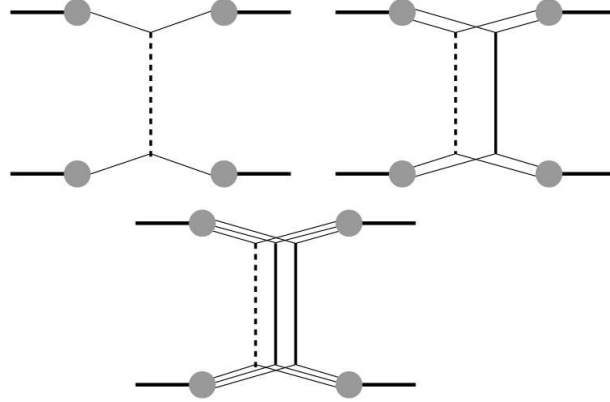


FIG. 4.5 – Classe des termes correspondant à une interaction inélastique [154].

4.2.3 Détermination de la nature des échelles : molle ou dure ?

L'équation 4.18 nous a montré que la section efficace inélastique d'une collision proton-proton peut s'écrire en fonction d' Ω qui s'interprète comme la probabilité de distribution pour une configuration d'interaction. Pour chaque interaction individuelle élémentaire, nous avons défini les fonctions G qui interviennent dans Ω et nous permettent de déterminer le poids d'un type d'interaction par rapport à un autre. Prenons l'exemple d'une interaction élémentaire particulière avec des impulsions cône de lumière donné x^+ et x^- et un paramètre d'impact b :

$$G = G_{\text{soft}} + \sum_{a=0}^1 \sum_{b=0}^1 G_{\text{hard}}^{ab} \quad (4.19)$$

avec a et b indiquant le type de couplage (mer 0 ou valence 1) pour la pré-évolution molle en bout de l'échelle. G_{hard}^{00} est une interaction de type *sea-sea* et G_{hard}^{11} est l'interaction de pure valence. Finalement, les ratios :

$$\frac{G_{\text{soft}}}{G}, \frac{G_{\text{hard}}^{ab}}{G} \quad (4.20)$$

donnent les poids relatifs pour les différents processus.

4.3 Production de particules

Notre discussion s'est jusqu'à présent arrêtée au niveau partonique, cependant, ce sont des hadrons qui sont observés dans les détecteurs. Pour la production de particules, EPOS utilise le modèle des cordes dont les principaux aspects ont été présentés dans la section 3.1.6.

4.3.1 Réalisation de la corde

À chaque échelle échangée en parallèle est identifiée deux cordes. Les partons produits par l'échelle sont connectés à ces cordes suivant les connections de couleurs. Des quarks/antiquarks (diquark/antidiquarks) terminent obligatoirement une corde tandis que les gluons font des distorsions à la corde, autrement appelées *kinks*.

Un pomeron, ou échelle donnera au minimum deux cordes avec à chaque extrémité les partons pris dans les restes des projectiles et cibles. Les partons radiés le long de l'échelle ainsi que les deux produits par le sous processus dur (partons initiateurs de gerbes) vont subir une gerbe partonique produisant un grand nombre de partons. Ils seront tous connectés aux cordes initiales. Les partons issus d'un même parton initiateur seront connectés sur la même corde, avec une probabilité 1/2 d'être connectés à l'une ou l'autre. Pour l'ordre dans lequel sont connectés les partons, le flux de couleur est regardé : dans le cas d'une corde simple, le flux de couleur va du quark à l'antiquark. Si des gluons sont présents, le flux passe par ceux-ci. Dans le cas d'un branchement $g \rightarrow g + g$ où les deux possibilités sont envisageables, le flux est choisi aléatoirement avec une probabilité 1/2. Cette détermination du flux de couleur est illustrée sur la figure 4.6 pour l'exemple d'une collision e^+e^- , collision élémentaire pour laquelle ce type de modèles ont initialement été développés. Sur ce graphique les flèches en tiret indiquent le flux de couleur pour cet exemple. De plus, dès que la corde rencontre un quark (ou anti-quark) cette corde s'arrête et recommence une nouvelle corde avec le quark suivant. Les gluons rencontrés sont connectés sur la corde et créent des points d'inflexions coudés, autrement appelés *kink*. Une échelle peut donc produire plus de deux cordes. L'exemple de la figure 4.6 nous donnera les cordes $q - g_1 - \bar{q}'$ et $q' - g_2 - g_3 - g_4 - g_5 - g_6 - \bar{q}$. Ce même mécanisme est étendu à pp où les cordes initiales sont formées entre les partons pris dans les *remnants*, par la suite le fonctionnement du flux de couleurs et de *kink* est le même.

4.3.2 Restes des projectiles et cibles

Les deux partons interagissant dans l'échelle laissent derrière eux les restes des projectiles et cibles colorés. On pourrait considérer les restes comme étant simplement un diquark donnant naissance à une fin de corde. Cependant cette

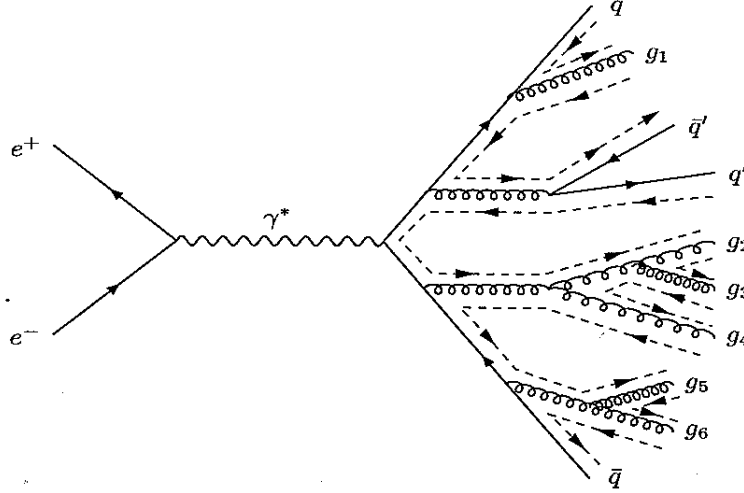


FIG. 4.6 – Le flux de couleurs des partons permet de trouver la configuration des cordes [145].

image semble être écartée par les résultats des antibaryons étranges au SPS [194], au profit de l'image d'un double objet croisé. La Figure 4.7 illustre le principe du double objet (1 et 2 pour le projectile, 3 et 4 pour la cible) qui vont intervenir dans les cordes de l'échelle. Chacun des objets peut être un quark, antiquark, diquark, antidiquark. Ce double objet permet de laisser les restes sans couleur. Nous avons ainsi affaire à trois objets tous blancs. Les restes ainsi créés sont la plupart du temps excités. Cette image à trois objets a permis de résoudre le problème des baryons multi-étranges [195].

Pour leur décroissance, les restes des projectiles et cibles peuvent être traités comme des résonnances, des cordes ou encore des gouttelettes, et même un mélange de deux ou trois de ces éléments ; tout dépend de leur excitation, de leur masse, et de leur contenu en saveur. Si le reste a une faible masse, il peut être directement identifié à un hadron ou une résonnance qui va décroître, autrement, le reste peut soit être une gouttelette qui va décroître suivant un traitement microcanonique d'un espace des phases à n corps [196], soit des cordes qui vont fragmenter suivant la méthode décrite dans la section 3.1.6.

4.4 Écrantage et partage d'échelles

Dans les noyaux, pour tenir compte des effets d'écrantage dus à la possible ré-interaction d'un parton avec un second parton, un mécanisme de partage d'échelle (*splitting*) est implémenté dans EPOS. La Figure 4.8 présente une interaction

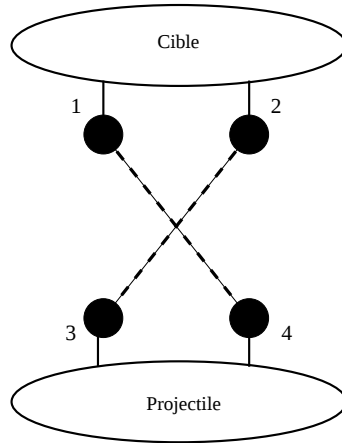


FIG. 4.7 – Double objet croisé dans la formation des cordes pour les échelles (1 et 2 proviennent de la cible, 3 et 4 du projectile). Les restes des projectiles et cibles sont ainsi blancs et excités.

parton-parton basique : chaque parton du projectile interagit avec un et un seul parton de la cible. Dans la Figure 4.9, le parton ré-interagit avec un autre parton de la cible donnant naissance à un partage de l'échelle. La deuxième échelle issue du partage peut être élastique ou inélastique. Ce type d'écrantage est essentiel pour reproduire les collisions de systèmes très asymétriques du type deuteron-or.

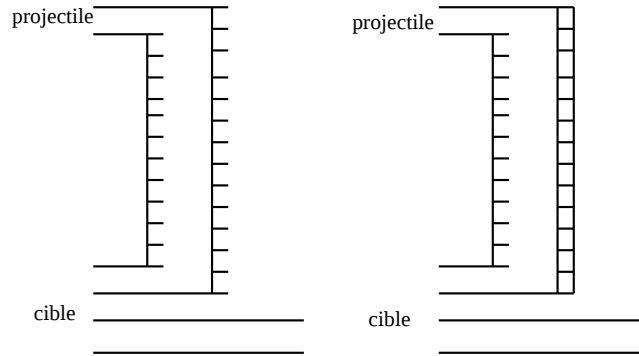


FIG. 4.8 – Une interaction parton-parton basique. Chaque parton interagit avec un seul autre.

4.5 Traitement collectif

Une des grandes nouveauté apportées récemment à EPOS est le traitement des effets collectifs. Cet aspect de la collision (qui est à relier au QGP) est essentielle pour reproduire un maximum de jeux de données différents. Dans cette section,

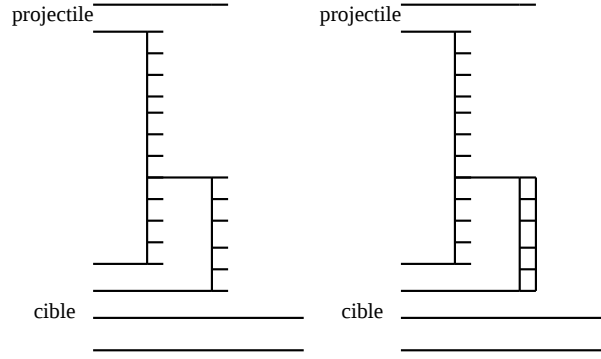


FIG. 4.9 – Schéma d’une ré-interaction d’un parton avec un deuxième parton : partage d’échelle. Ce partage peut créer une deuxième échelle inélastique (à gauche) ou élastique (à droite).

nous discuterons la possible implémentation des effets collectifs dans EPOS en se fondant sur les segments de corde. Nous présenterons ensuite un modèle simpliste qui a permis de cerner l’importance des effets collectifs dans les collisions d’ions lourds mais également en proton-proton. Nous finirons sur un modèle hydrodynamique événement par événement qui est toujours en cours de développement.

4.5.1 Séparation Core-Corona et conditions initiales

Dans EPOS, l’implémentation de l’hydrodynamique se fait au niveau de la fragmentation de cordes. Avant d’être identifiées à des hadrons, les cordes fragmentent en segments. La densité de segments dans l’espace transverse est calculée. Si cette densité est supérieure à un paramètre ρ_0 , la zone est considérée comme une zone dense appelée core. Si la densité est faible, la zone est appelée couronne ou corona. La Figure 4.10 illustre cette séparation core-corona dans le cas d’une collision noyau-noyau. Dans la corona, le traitement usuel des cordes est repris sans modification. Dans la zone core, un traitement hydrodynamique est appliqué, les caractéristiques des segments de cordes (énergie, impulsion, ...) seront les conditions initiales du traitement de la partie hydro. Cette séparation core-corona permet d’avoir un traitement complet des collisions. En effet, les collisions centrales auront un core important et une faible corona : le traitement hydrodynamique sera prépondérant. Les événements périphériques quant à eux, auront un très faible core et une importante corona : la part de l’hydro sera faible, on rejoint alors le résultat classique sans hydro [197]. De plus les conditions initiales au modèle hydro étant données directement par EPOS, il y a une cohérence entre toutes les étapes de la collision. Un autre point essentiel de cette approche est que la détermination de la zone core est faite au niveau des segments de cordes. Ainsi, cette approche peut aussi être appliquée aux collisions proton-proton si les énergies sont suffisantes pour produire une forte densité de segments de cordes dans l’espace transverse.

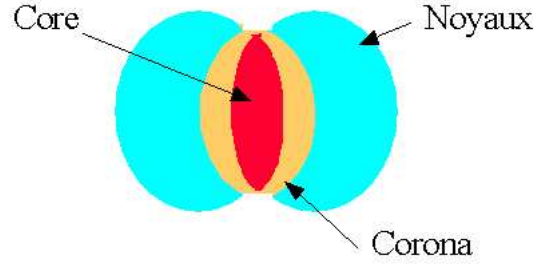


FIG. 4.10 – Dans une collision noyau-noyau : une zone de forte densité de fragments de cordes : le core en rouge et une zone de faible densité : la corona en jaune.

Dans cette séparation Core-Corona, les processus durs initiateurs de jets sont exclus du core. Le traitement des processus durs est effectué sans changement. Il n'y a donc pas dans cette version d'interaction possible entre les partons durs et le milieu dense. Ceci pourrait être fait avec un module de type Q-PYTHIA [198] qui réalise la fragmentation d'un parton dans un milieu. Les partons produits dans EPOS réalisent une gerbe partonique dans le vide, cette gerbe partonique pourrait être alors réalisée par Q-PYTHIA avec les conditions sur le milieu donné par EPOS. Les partons produits seraient ensuite connectés selon la procédure usuelle des cordes.

Dans les études sur les modèles hydrodynamiques dans la description des collisions d'ions lourds, la détermination des conditions initiales pour l'évolution hydrodynamique est en question. En effet, il est légitime de s'interroger sur l'impact des conditions initiales sur l'évolution du milieu : la production finale de particules est-elle sensible à ces conditions initiales ? L'étude [77] compare les effets de deux types de conditions initiales sur une même équation d'évolution pour le spectre du flow elliptique en fonction de la pseudo-rapacité. Le premier type de conditions initiales est un paramétrage qui optimise le résultat final [199, 200], ce type de condition initiale est fréquemment utilisé dans les études sur les modèles hydrodynamiques. Le second type de conditions initiales est EPOS : il y a donc là peu de liberté sur les conditions initiales, ce sont celles données par le générateur d'événements dans la séparation core-corona.

Les Figures 4.11 et 4.12 extraites de [77] présentent les résultats pour les deux types de conditions initiales pour différentes classes de centralité. Les différentes courbes indiquent différentes descriptions de l'hadronisation, nous ne discuterons pas ici cet aspect. Le point vraiment essentiel que nous souhaitons mettre en évidence ici est la forme des courbes. En effet, les données pour des collision d'ions lourds aux énergies du RHIC, [201, 202], présentent une structure triangulaire. Le paramétrage présente plutôt une forme de cloche. EPOS (Fig.4.12) est capable de

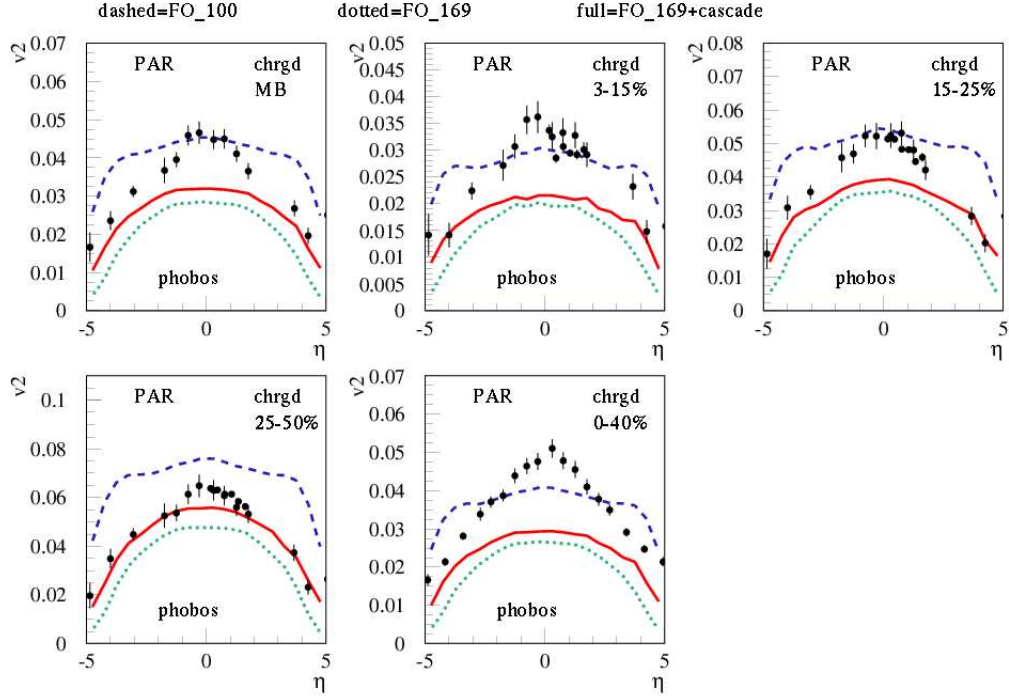


FIG. 4.11 – Le flow elliptique v_2 en fonction de la pseudo-rapacité η dans les collisions d'ions lourds (Au-Au) à 200 GeV, pour les conditions initiales paramétrisées, pour différentes classes de centralités, comparé aux données de [201, 202]. Sur chaque graphique, les 3 courbes font référence à trois descriptions différentes de l'hadronisation [77].

reproduire, au moins qualitativement, la forme triangulaire. L'évolution hydrodynamique étant la même, la différence de forme est donc due aux conditions initiales. Dans EPOS, cela s'explique en partie par les conditions initiales données par les segments de cordes. Les segments de corde s'étendent en pseudorapacité spatiale η_s , cf. définition dans [77], avec des fluctuations concernant leur longueur, mais recouvrant toujours le point $\eta_s = 0$ donnant ainsi une forme triangulaire comme nous pouvons l'observer sur la figure 4.13. Un autre élément qui contribue de façon importante à la forme de la condition initiale est la formation de particules dans les *remnants*. En effet, dans ceux-ci, les particules se forment après qu'ils aient été excités (par décroissance, formation de cordes ou goutelette), il y a donc un temps τ_{remnant} nécessaire à leur formation. Si ce temps est supérieur au temps auquel sont prises les conditions initiales pour la formation du core, ces contributions en sont exclues. Les *remnants* créent beaucoup de particules à forte rapidité. Si leur temps de formation est trop grand, elles seront donc produites suivant la méthode usuelle (résonnance, corde ou goutelette) et n'auront donc pas acquis de *flow* : elles ne contribuent pas au v_2 . Ce phénomène participe dans EPOS à l'existence

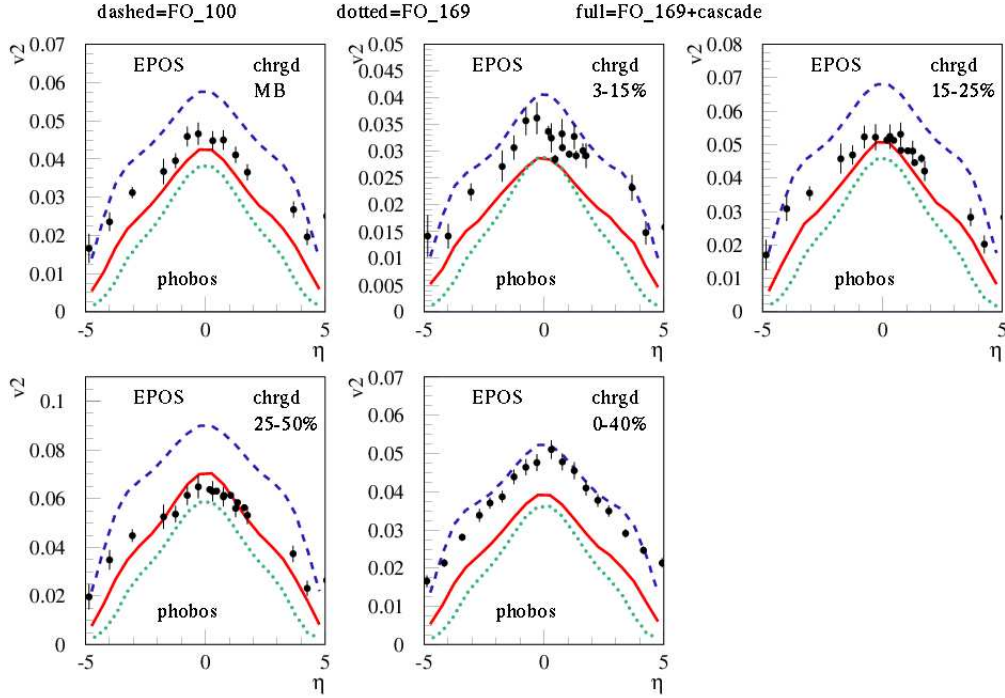


FIG. 4.12 – Le flow elliptique v_2 en fonction de la pseudo-rapidity η dans les collisions d'ions lourds (Au-Au) à 200 GeV, pour les conditions initiales données par EPOS, pour différentes classes de centralités, comparé aux données de [201, 202]. Sur chaque graphique, les trois courbes font référence à trois descriptions différentes de l'hadronisation [77].

d'une condition initiale triangulaire. Finalement, aussi bien les cordes internes que les contributions externes contribuent à la fois au core et à la corona mais dans des proportions différentes suivant la densité des segments de cordes dans l'espace transverse et le temps de formation des cordes dans les *remnants*. Cette étude démontre l'importance des conditions initiales dans une étude hydrodynamique.

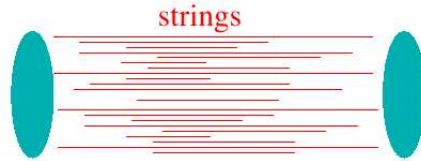


FIG. 4.13 – Formation des cordes : la longueur varie, fort recouvrement au centre : condition initiale participe à la forme triangulaire pour l'évolution hydrodynamique [203].

4.5.2 Modèle simpliste

Dans EPOS, le traitement hydrodynamique se substitue au traitement usuel des cordes lorsque la densité de segments de corde dans le plan transverse est suffisante. Cette section traite d'un premier modèle simpliste qui a été implémenté dans EPOS et qui était le seul disponible dans les versions d'EPOS jusqu'à 1.9. Cette option reste disponible dans EPOS 2.0 en tant que test. Ce traitement a permis de mesurer la nécessité d'un traitement hydrodynamique pour les hautes énergies même s'il ne permet pas de donner des prédictions quantitatives.

Le traitement hydrodynamique du core se fait par un paramétrage de l' hypersurface d'hadronisation. La Figure 4.14 illustre cette hypersurface par laquelle on passe d'une matière en interaction forte à des hadrons libres. Le système évolue jusqu'à ce que la densité d'énergie atteigne une valeur critique, formant ainsi la surface d'hadronisation dont le traitement est fondé sur la prescription de Cooper-Frye [161, 204].

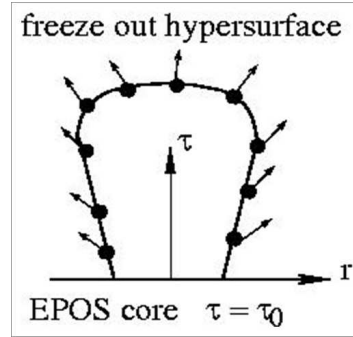


FIG. 4.14 – Illustration de la surface d'hadronisation.

Ce modèle a permis dans un premier temps de tester l'impact des effets collectifs dans les collisions noyau-noyau d'une part et proton-proton d'autre part. Aux énergies LHC, la multiplicité atteinte dans certaines collisions proton-proton est très importante, comparable à celle des collisions noyau-noyau aux énergies du RHIC. Ainsi, des effets collectifs dans les collisions proton-proton sont envisageables et permettent entre autre de décrire qualitativement la forme des rapports baryon sur méson. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre sur les applications du modèle.

4.5.3 Modèle hydrodynamique 3D événement par événement

Suite aux succès d'une implémentation hydrodynamique dans EPOS, un travail beaucoup plus complet a été réalisé pour implémenter une évolution hydrodynamique

mique événement par événement avec une équation d'état. Ces développements, actuellement en cours d'évolution, sont réalisés entre autre par Yuri Karpenko dans le cadre d'une thèse avec Klaus Werner. Ce traitement hydrodynamique est fondé sur la méthode de Godunov, décrite dans [205]. Les Figures 4.15, 4.17 et 4.16 présentent des premiers résultats de cette implémentation pour des collisions d'ions lourds (Au-Au) à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Ici, ce n'est pas la version événement par événement, mais une condition initiale moyennée sur plusieurs événements qui est utilisée. La Figure 4.15 montre la densité d'énergie à $\eta_s = 0$ et $b = 8.2$ fm pour différents temps. On y voit l'évolution du système hydrodynamique. Au début, l'énergie est très dense au centre du système puis le système s'expand. La Figure 4.16 présente la même évolution mais pour la vitesse radiale. Le système se comporte comme une coquille : au centre les vitesses sont nulles. La Figure 4.17 présente le système pour un temps fixé mais à différents positionnements en η_s . La structure est comme un tube qui se rétrécit à son extrémité. Nous souhaitons ici simplement illustrer l'avancement de ces travaux qui sont toujours en cours de développement pour finaliser l'hydrodynamique événement par événement.

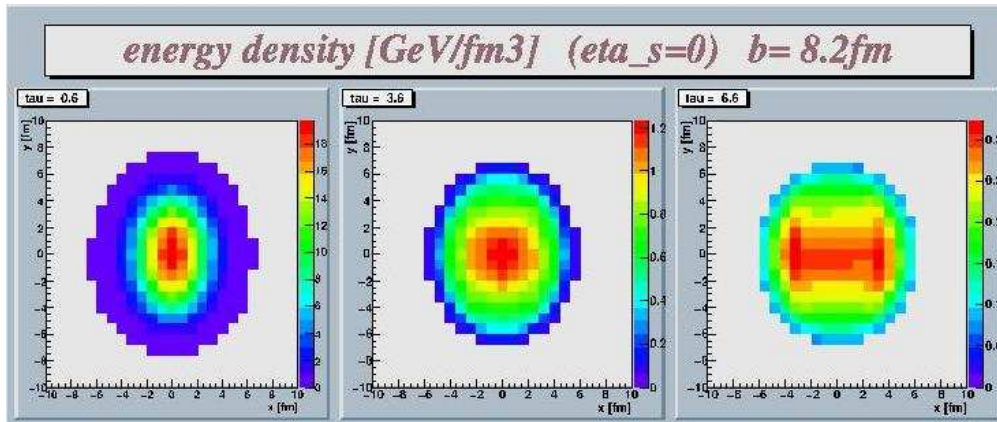


FIG. 4.15 – Densité d'énergie à $\eta_s = 0$ et $b = 8.2$ fm pour différents temps : $\tau = 0.6$ fm/c, $\tau = 3.6$ fm/c et $\tau = 6.6$ fm/c pour des collisions Au-Au à 200 GeV [203].

4.6 Confrontation aux données

Dans la section 3.1 nous avons discuté les bases théoriques du modèle, dans ce chapitre nous avons jusqu'à présent discuté les différents aspects du générateur d'événements. Dans cette section, il sera question d'une confrontation entre EPOS et des données. En effet, l'objectif d'un générateur d'événements est de reproduire tous les aspects de la collision, et par la même de reproduire un plus grand nombre possible d'observables. Nous allons d'abord discuter les données « collisionneurs », c'est à dire les données SPS, RHIC et Tevatron. Puis nous présenterons des résul-

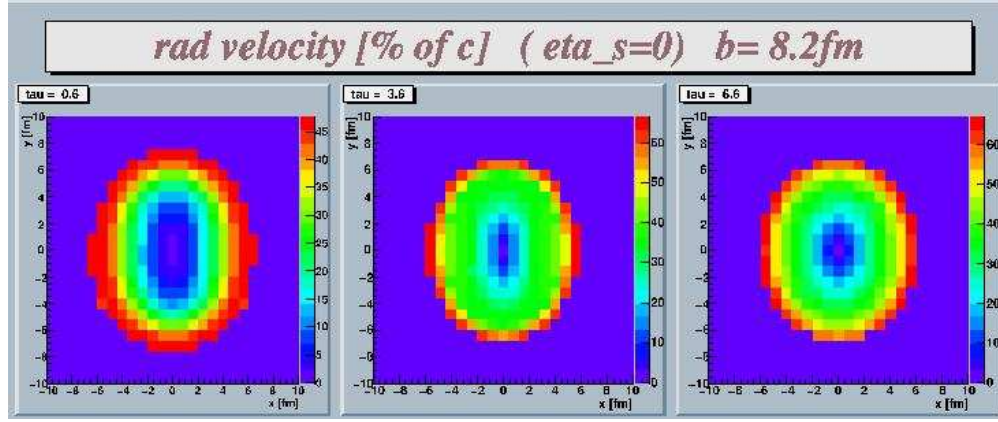


FIG. 4.16 – Vitesse radiale à $\eta_s = 0$ et $b = 8.2 \text{ fm}$ pour différents temps : $\tau = 0.6 \text{ fm/c}$, $\tau = 3.6 \text{ fm/c}$ et $\tau = 6.6 \text{ fm/c}$ pour des collisions Au-Au à 200 GeV [203].

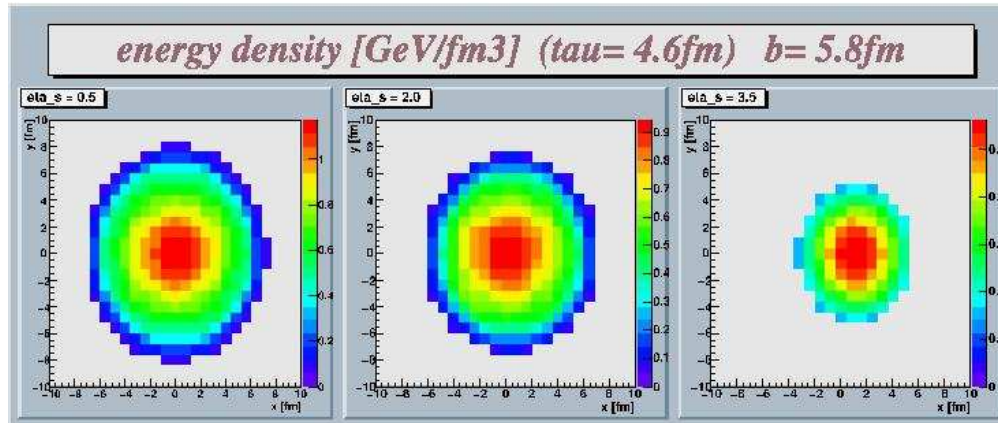


FIG. 4.17 – Densité d'énergie à $\tau = 4.6 \text{ fm/c}$ et $b = 5.8 \text{ fm}$ pour différentes position en rapidité spatiale η_s pour des collisions Au-Au à 200 GeV [203].

tats d'EPOS pour la physique des Rayons Cosmiques. Il est peu commun d'utiliser un générateur d'événements de la physique des ions lourds dans le domaine des Rayons Cosmiques, nous montrerons que l'intérêt est pourtant très grand.

4.6.1 Les collisionneurs

À chaque nouvelle version, EPOS est validé avec des tests internes au modèle pour vérifier sa cohérence ainsi qu'avec toutes les données qui nous sont disponibles. Cela représente des centaines de graphiques pour de nombreux systèmes (proton-proton, noyau-noyau, deuteron-Au, ...), de nombreuses énergies (SPS : 20-158 AGeV ; RHIC : 200 GeV ; Tevatron 1.8 TeV), et diverses observables (mul-

tiplicité, impulsion transverse, rapidité ...) pour différents types de particules. Nous n'allons en aucun cas ici détailler l'ensemble de ces données avec lesquels EPOS est régulièrement testé, nous allons discuter quelques graphiques intéressants pour différents systèmes.

Proton-Proton

Les collisions proton-proton sont des collisions pour lesquelles beaucoup de données sont disponibles provenant d'une très grande gamme en énergie et d'expériences différentes. La Figure 4.18 présente le spectre en rapidité d'une collision pp à 200 GeV dans le centre de masse. En bleu, la contribution interne, en jaune et vert les contributions externes, en rouge, la somme de tout comparée aux données de UA5. EPOS est en accord avec les données. La Figure 4.19 présente un spectre en impulsion transverse pour cette même énergie comparée aux données de RHIC pour les particules chargées. Là encore, EPOS est en accord avec les données. Si nous augmentons l'énergie pour passer aux données du Tevatron avec les Figures 4.20 et 4.21 qui présentent les spectres en rapidité et en impulsion transverse pour les particules chargées, EPOS est toujours en accord avec les données. La Figure 4.22 présente l'impulsion transverse moyenne en fonction de la multiplicité. C'est une observable délicate comme nous l'avons discuté dans le chapitre 3. Grâce à un traitement complet des interactions multiples, EPOS est en mesure de la reproduire. Nous avons montré cinq graphiques pour les collisions pp à différentes énergies où EPOS est en accord avec les données, intéressons-nous maintenant aux collisions de type particule-noyau.

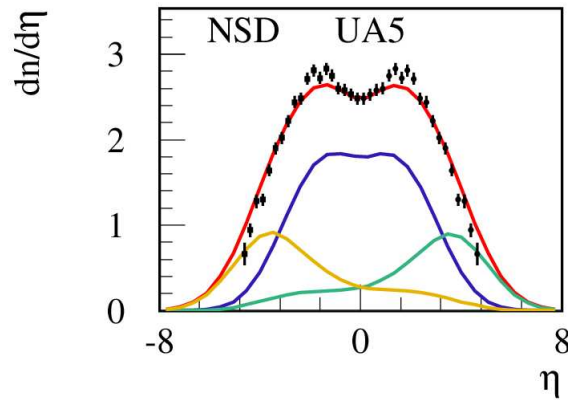


FIG. 4.18 – Spectre en rapidité pour une collision proton-proton à 200 GeV.

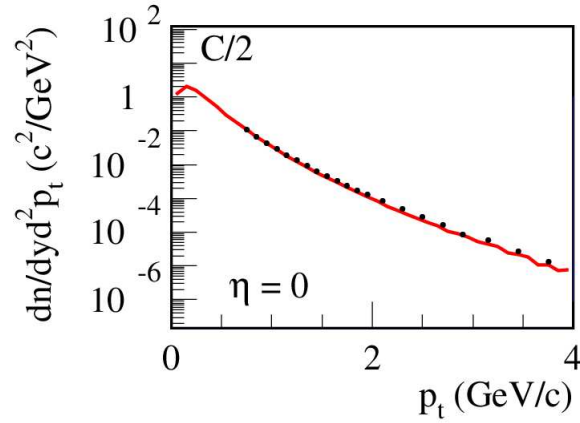


FIG. 4.19 – Spectre en impulsion transverse pour une collision proton-proton à 200 GeV.

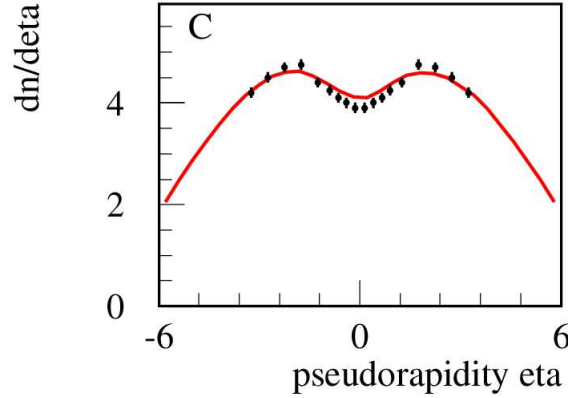


FIG. 4.20 – Spectre en rapidité pour une collision proton-anti-proton à 1800 GeV.

Particule-noyau

La Figure 4.23 présente un spectre en impulsion transverse pour une collision p+Au à 200 GeV pour la production de particules chargées. Ce type de système est très asymétrique et donc assez difficile à traiter. Nous pouvons voir qu'EPOS est en accord avec les données, par notamment un traitement de l'écrantage.

Noyau-Noyau

Dans ce paragraphe nous allons discuter les collisions noyau-noyau. Les Figures 4.24, 4.25 et 4.26 présentent le spectre en impulsion transverse des particules chargées pour différentes centralités de la collision. La courbe rouge indique toujours la collision la plus centrale et la courbe grise la plus périphérique. La Figure 4.24 cor-

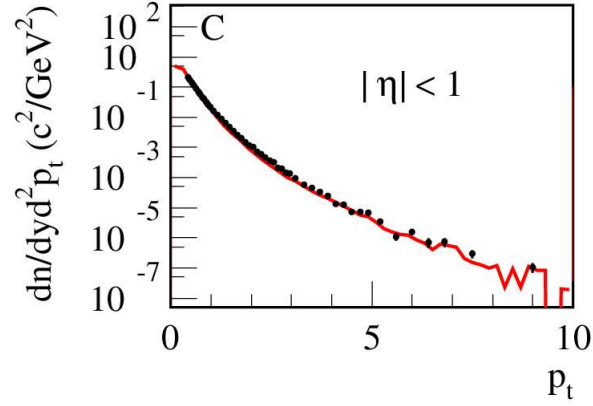


FIG. 4.21 – Spectre en impulsion transverse pour une collision proton-proton à 1800 GeV.

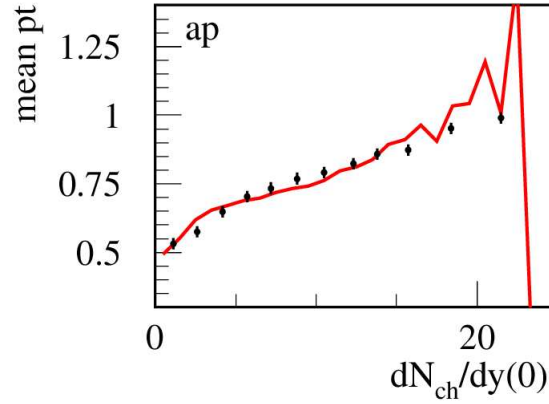


FIG. 4.22 – Impulsion transverse moyenne pour une collision proton-proton à 1800 GeV.

respond à une collision Au-Au à 62 GeV, la Figure 4.25 est pour le même système à 200 GeV, la dernière correspond à un système Cu-Cu également à 200 GeV. Sur l'ensemble de ces graphiques, EPOS est en accord avec les données pour les basses impulsions transverses et surestime les données pour des $p_{\perp} > 2.5$ GeV/c. Il ne faut pas oublier cependant que dans ce type de systèmes à ces énergies, des effets dus à la formation d'un milieu dense et collectif (QGP) sont attendus, les partons durs pouvant interagir avec celui-ci. Dans cette version, l'interaction parton-milieu n'est pas implémentée, les partons produits dans la zone du core s'en échappent sans le voir. Nous avons mené une étude dans laquelle tous les partons durs produits dans le core étaient systématiquement considérés comme faisant partie de celui-ci (tous les partons sont quenchés au maximum), les hauts $p_{\perp}$ étaient alors sous-estimés. Une meilleure description de l'interaction jet-milieu devrait permettre de

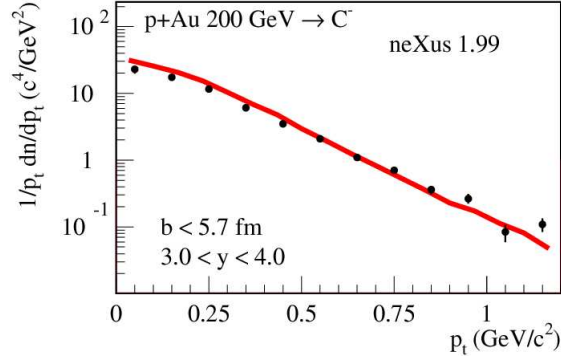


FIG. 4.23 – Spectre en impulsion transverse pour une collision p+Au à 200 GeV.

reproduire les données.

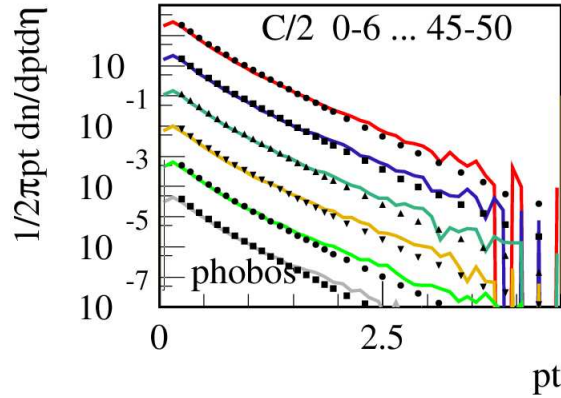


FIG. 4.24 – Spectre en impulsion transverse pour des collisions Au+Au à 62 GeV, suivant différentes classes de centralité.

Autres données

En plus des systèmes traditionnels étudiés, il existe des réactions plus exotiques comme celles présentées sur la Figure 4.27 avec un système $K^+ + C$ donne proton. Dans les barres d'erreurs, EPOS est en accord avec les données. EPOS est également testé sur des collisions très élémentaires du type e^+e^- ou ep.

Cette section nous aura donné un aperçu de la grande richesse des données disponibles pour tester le modèle. Cependant, elle ne concerne que la physique des collisionneurs, une autre source importante de données dans la physique des collisions de particules est celle des rayons cosmiques comme nous allons le discuter dans la section suivante.

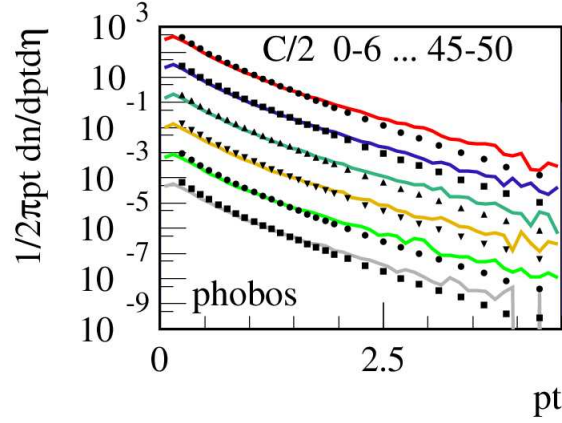


FIG. 4.25 – Spectre en impulsion transverse pour des collisions Au+Au à 200 GeV, suivant différentes classes de centralité.

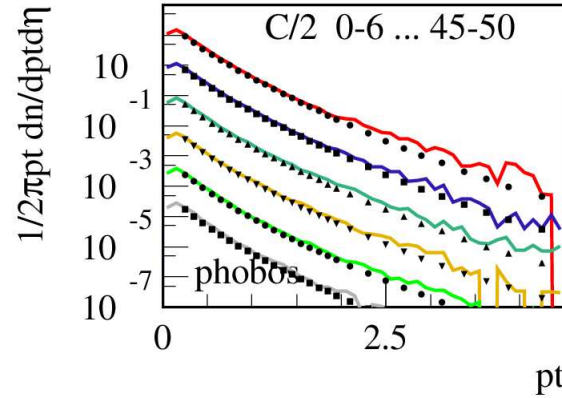


FIG. 4.26 – Spectre en impulsion transverse pour des collisions Cu+Cu à 200 GeV, suivant différente classe de centralité.

4.6.2 Les rayons cosmiques

Nous allons présenter un autre domaine de la physique dans lequel est utilisé EPOS : la physique des rayons cosmiques (RC). Nous allons démontrer que l'utilisation du même générateur d'événements aussi bien dans la physique des collisionneurs que dans celle des rayons cosmiques est un atout important pour le modèle.

Que sont les rayons cosmiques ?

Le rayonnement cosmique est composé de particules chargées bombardant la terre. Lorsque ces particules entrent dans l'atmosphère terrestre, elles entrent en

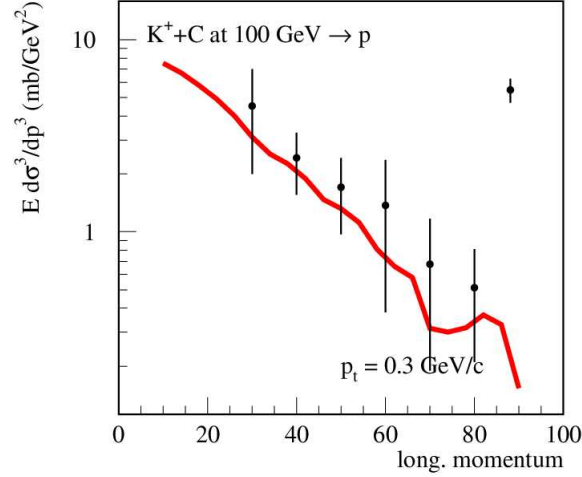


FIG. 4.27 – Moment longitudinal pour une collision $K^+ + C$ à 100 GeV

collision avec les molécules qui le compose, initiant une cascade de particules secondaires qui à leur tour vont interagir : c'est la gerbe atmosphérique. Parmi les nombreuses particules produites, certaines arrivent jusqu'au sol où elles pourront être détectées.

La figure 4.28 présente une vision schématique des différentes composantes. La composante muonique est créée par la décroissance des pions chargés en muons ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$). Cette composante est très étalée autour de l'axe de développement de la gerbe atmosphérique. La composante électromagnétique est initiée par la décroissance de pions neutres en deux γ . Ces γ vont ensuite interagir avec l'atmosphère, soit par diffusion Compton, soit par création de paire ($N + \gamma \rightarrow e^- + e^+$), les positrons s'annihilent avec les électrons de l'atmosphère produisant des γ qui recommencent le processus. Il est estimé que 90% de l'énergie initiale de la particule primaire est contenu dans la composante électromagnétique, qui reste proche de l'axe de la gerbe. Finalement, la composante hadronique contient les fragments nucléaires et des hadrons qui vont entretenir les deux première composantes. À titre d'exemple, pour une gerbe verticale de 10^{19} eV, il est estimé que le nombre de particules au sol est de 5 milliards, dont 90% de photons, 10% d'électrons et $\approx 1\%$ de muons [206], pour une revue plus détaillée sur les rayons cosmiques confère [206].

Intérêt pour la physique du LHC

Les rayons cosmiques qui arrivent sur Terre peuvent avoir une énergie allant de l'ordre du GeV à quelques 10^{20} eV. La Figure 4.29 présente le spectre de ces rayons cosmiques : flux de particules en fonction de l'énergie. Ce spectre est remarquablement linéaire sur 12 ordres de grandeur en énergie et 32 ordres de grandeur en

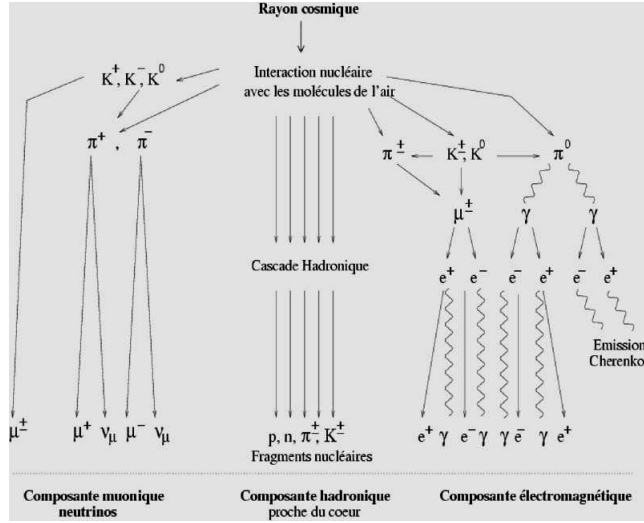


FIG. 4.28 – Vision schématique des différentes composantes d'une gerbe atmosphérique

flux. Des variations de la pente sont observées, elles sont appelées genou et cheville (*knee* et *ankle* sur la Figure 4.29). L'interprétation de l'origine de ces changements de pentes dans le spectre sont encore à l'étude de même qu'une éventuelle chute brutale du flux au delà de 4.10^{19} eV autrement appelée la coupure GZK.

Finalement, qu'il s'agisse de proton dans un accélérateur de particules ou venant de la galaxie, cela ne reste pas moins que des interactions entre particules. La Figure 4.29 présente également la localisation de l'énergie équivalente au RHIC, Tevatron et LHC. La ligne verticale rouge indique l'endroit maximum atteint à ce jour par les collisionneurs. Nous observons alors que ce trait est loin de la physique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (proche de la coupure GZK).

L'excès de muon

Récemment, un problème a été mis à jour entre les données pour les rayons cosmiques et les modèles d'interactions hadroniques utilisés dans la physique des RC, c'est le problème communément appelé « L'excès de muon ». En effet, ces simulations produisaient beaucoup moins de muons que ce qui étaient observés dans les données. EPOS quant à lui produisaient naturellement plus de muons. Après investigations [208], il s'est avéré qu'EPOS produisait plus de muons, car il produisait plus de baryons (et antibaryons). En produisant plus de baryons, moins d'énergie est disponible pour la cascade électromagnétique qui ne produit pas de muons. En produisant plus de baryons, il y a plus de chance de produire finalement des muons. La raison pour laquelle EPOS produit plus de baryons que les autres modèles est directement liée au fait qu'il est développé également pour la physique des collisionneurs où la production de baryons a été étudiée dans

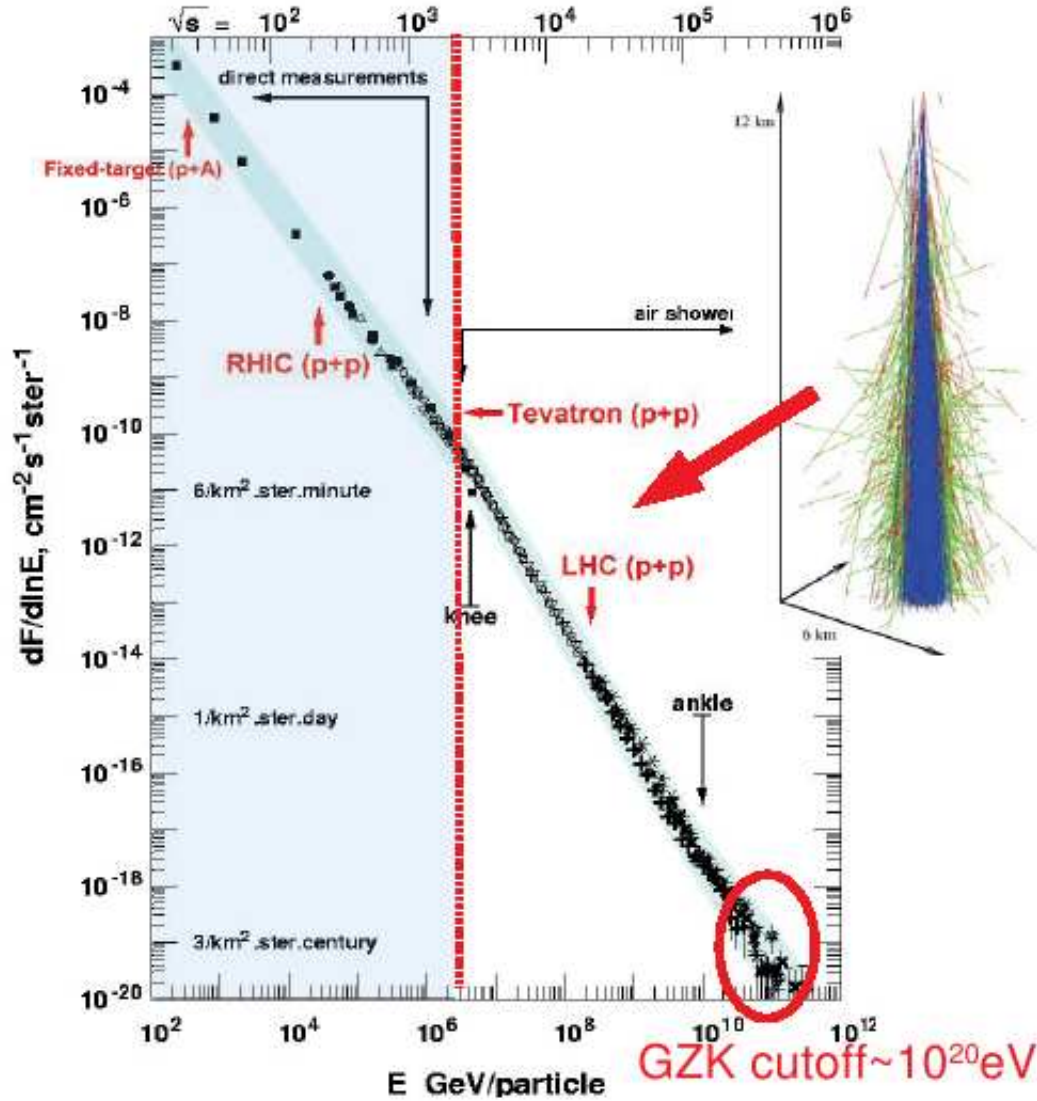


FIG. 4.29 – Spectre des rayons cosmiques, présentant le flux de particules en fonction de l'énergie. Sont représentées par des flèches rouges les énergies des différent collisionneurs [207].

le détail, espèce par espèce, à différentes énergies pour différents systèmes. Ces données n'étaient jusque-là pas considérées comme importantes pour la physique des rayons cosmiques. Cet exemple nous montre clairement qu'EPOS s'est avéré être un modèle pertinent pour les RC grâce à son expérience de la physique des collisionneurs. La Figure 4.30 présente la densité de muons mesurée par l'expérience Auger. Les rayons cosmiques sont supposés être principalement des protons ou des noyaux de fer. Les modèles présentent les simulations pour l'un et l'autre cas. On s'attend à ce que les données soient un mélange des deux contributions et

donc qu'elles soient encadrées par les simulations proton et fer. Sur cette Figure, EPOS encadre les données, les autres modèles sont en dessous comme discuté précédemment.

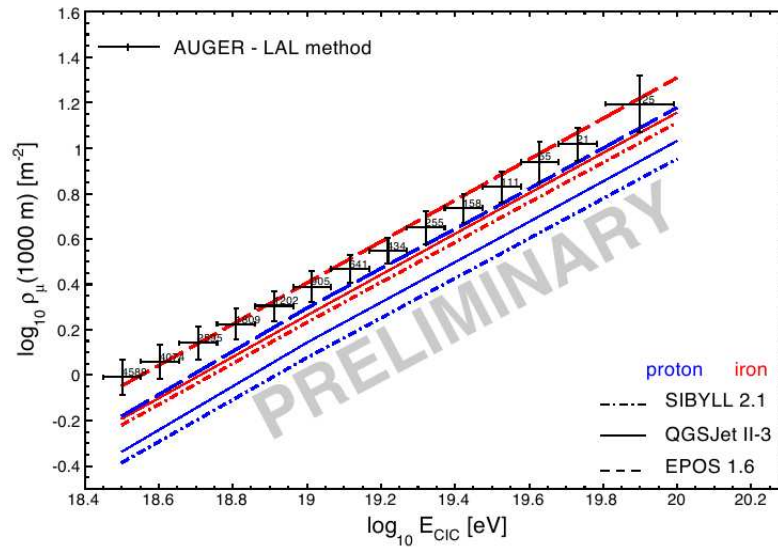


FIG. 4.30 – Densité de muon pour l'expérience Auger : EPOS est le seul modèle à encadrer les données avec les simulations proton et fer [208].

Les données KASCADE

Malgré la bonne reproduction des données concernant les muons, l'expérience KASCADE a montré dans [209] que l'énergie portée par les hadrons dans EPOS était trop faible. Ce problème a mis en évidence une erreur concernant le calcul de section efficace où certains effets étaient pris en compte pour la production de particules mais pas pour le calcul de sections efficaces. Cela a été corrigé dans [210], réduisant ainsi la section efficace et l'inélasticité et augmentant l'énergie maximum de 60%. Ainsi, les RC ont donné un retour sur le modèle permettant de le tester et de s'assurer de sa cohérence.

Finalement, cet exemple nous aura montré que l'utilisation d'EPOS aussi bien pour la physique des collisionneurs que pour celle des rayons cosmiques est un atout essentiel pour le modèle qui permet d'avoir accès à un plus grand nombre de données diverses, les observables mesurées dans les deux physiques étant différentes.

En conclusion, nous avons montré qu'EPOS est un générateur d'événements très complet qui traite aussi bien les interactions multiples, la physique molle, la collectivité et les processus durs dans un même formalisme qui s'applique à tous les systèmes de la physique des collisionneurs et de la physique des rayons cosmiques.

Chapitre 5

Implémentation des processus durs

*La phrase la plus excitante à entendre en science,
Celle qui annonce de nouvelles découvertes,
n'est pas « Eureka »,
mais plutôt : « Tiens c'est marrant ... »*
Isaac Asimov

Le contexte physique et les bases théoriques ont présenté le cadre de cette thèse, nous allons ici discuter précisément la problématique de la génération d'événements complets avec une méthode rapide pour la production de particules de hautes impulsions transverses. Nous décrirons l'ancienne méthode utilisée dans EPOS et ses inconvénients, puis nous proposerons une structure en blocs indépendants qui nous permettra de réaliser des sélections.

5.1 Génération des partons pour les échelles semi-dures : ancien modèle

Les concepts liés aux échelles semi-dures ont été développés dans la *Parton-based Gribov-Regge Theory*. Une implémentation des échelles semi-dures était donc déjà réalisée dans EPOS. Je vais discuter cette implémentation et montrer ses limites dans le cadre d'une application pour le LHC.

5.1.1 Description de la procédure

Le nombre d'échelles et leur nature sont déterminés suivant une procédure Monte Carlo fondée sur la distribution de probabilité exprimée dans la section 4.2.3. À partir de l'équation 4.18, il est possible d'écrire [139] :

$$\sum_K \Omega(K) = 1 \quad (5.1)$$

avec :

$$K = \{m, x_{\text{PE}1}^+, x_{\text{PE}1}^-, \dots, x_{\text{PE}m}^+, x_{\text{PE}m}^-\} \quad (5.2)$$

la configuration d'une classe de diagrammes. Ceci nous permet d'interpréter $\Omega(K)$ comme la distribution de probabilité pour une configuration K et ainsi utiliser des méthodes Monte Carlo pour la génération aléatoire des configurations K suivant $\Omega(K)$. K étant multi-dimensionnelle, la technique des chaînes de Markov est utilisée. Plus de précisions se trouvent dans [139].

Les variables cône de lumière des partons entrant dans l'échelle sont appelées $x_{PE}^{\pm}$. La Figure 5.1 présente un schéma de trois échelles intervenant en parallèle avec les variables cône de lumière associées. L'énergie est partagée entre chaque échelle. Dans le fonctionnement d'EPOS pour la production de partons durs, la conservation d'énergie n'intervient pas uniquement au niveau du sous processus dur mais au niveau de l'échelle complète.

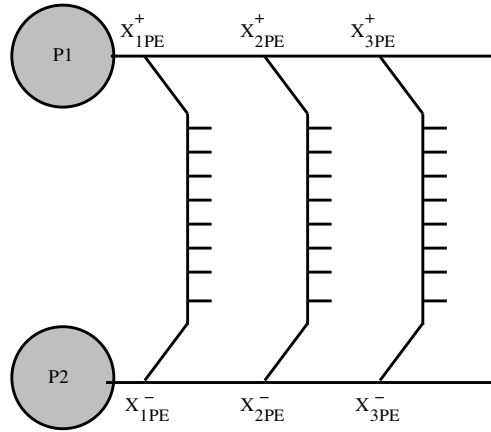


FIG. 5.1 – Illustration des interactions multiples : échange d'échelles de partons en parallèle, l'énergie est partagée entre les échelles.

Une fois le nombre d'échelles déterminé avec les variables $x_{PE}^{\pm}$, chaque échelle semi-dure peut être traitée indépendamment. La conservation d'énergie est assurée par la distribution du nombre de pomerons en fonction de $x_{PE}^{\pm}$. Nous pouvons donc zoomer sur une échelle. Il y a d'abord la pré-évolution molle, E_{soft} sur chaque branche, puis, éventuellement une évolution dure type DGLAP : E_{QCD} , qui produit les partons de radiation initiale. Finalement, au centre de l'échelle, le sous-processus dur de type $2 \rightarrow 2$ comme illustré sur la Figure 4.4.

Radiation d'état initial

Pour la génération des partons le long de l'échelle, la philosophie est de considérer l'échelle comme une boîte : σ_{hard} , à chaque émission, une boîte plus petite est déterminée avec les caractéristiques de l'émission précédente, et ainsi de suite jusqu'à ce que toutes les émissions aient été résolues. La Figure 5.2 illustre la pro-

cédure itérative pour la génération des partons : à chaque émission, le nouveau σ_{hard} de l'échelle restante est calculée pour la nouvelle probabilité.

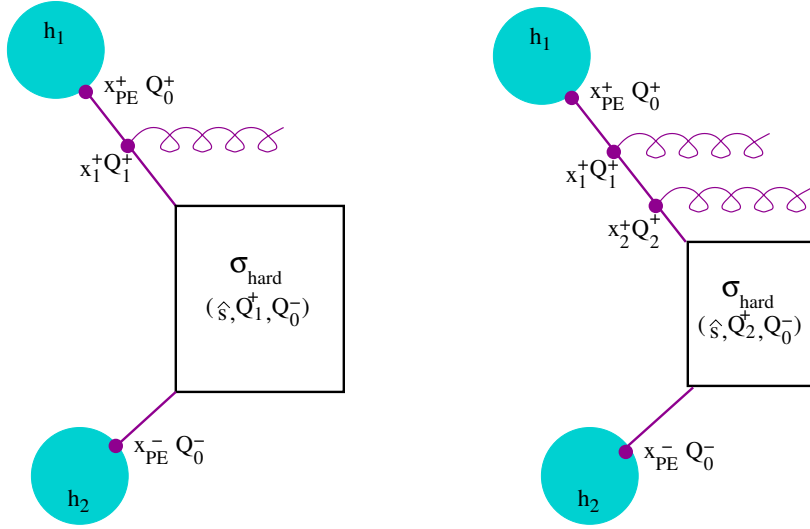


FIG. 5.2 – Schéma illustrant la procédure itérative pour la génération de partons des radiations initiales sur le premier côté de l'échelle.

Pour discuter comment on réalise cette procédure itérative, il nous faut définir : σ_{hard} qui correspond à la contribution complète pour la partie dure d'une échelle semi-dure, et σ_{ord} qui représente la contribution dans le cas où les partons sont ordonnés en virtualité : le parton j participe au sous-processus dur avec la plus haute virtualité possible. Le σ_{born} qui représente la contribution sans émission. La Figure 5.3 illustre graphiquement toutes ces contributions.

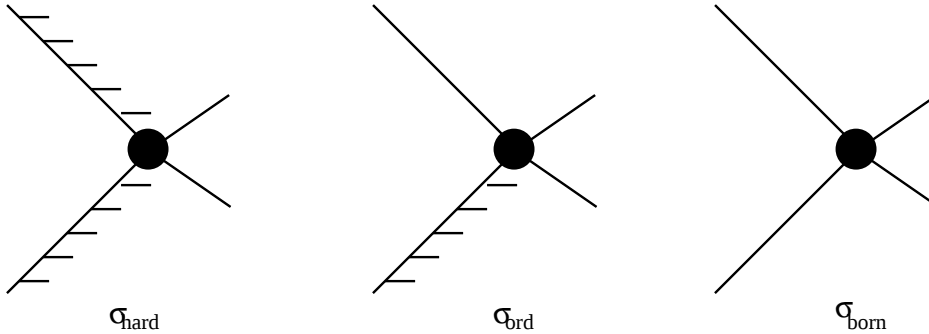


FIG. 5.3 – Illustration graphique des contributions σ_{hard} , σ_{ord} et σ_{born}

La génération de partons commence avec un côté de l'échelle, on détermine s'il y a encore une radiation d'état initial avant le sous-processus dur de ce côté de l'échelle, avec la probabilité d'une émission définie comme :

$$\text{prob}(\text{émission premier côté}) = \frac{\sigma_{\text{hard}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) - \sigma_{\text{ord}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2)}{\sigma_{\text{hard}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2)} \quad (5.3)$$

avec

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{hard}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= K \sum_{kl} \int dx_{\text{IB}}^+ dx_{\text{IB}}^- d^2 p_{\perp} \frac{d\sigma_{\text{born}}^{kl}}{d^2 p_{\perp}}(x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- \hat{s}, p_{\perp}^2) \\ &\times E_{\text{QCD}}^{ik}(x_{\text{IB}}^+, Q_1^2, M_F^2) E_{\text{QCD}}^{jl}(x_{\text{IB}}^-, Q_2^2, M_F^2) \Theta(M_F^2 - \max(Q_1^2, Q_2^2)) \end{aligned} \quad (5.4)$$

et

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ord}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= K \sum_k \int dx_{\text{IB}}^+ dx_{\text{IB}}^- d^2 p_{\perp} \frac{d\sigma_{\text{born}}^{kj}}{d^2 p_{\perp}}(x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- \hat{s}, p_{\perp}^2) \\ &\times E_{\text{QCD}}^{ik}(x_{\text{IB}}^+, Q_1^2, M_F^2, w^+) \Delta^j(Q_2^2, M_F^2) \Theta(M_F^2 - \max(Q_1^2, Q_2^2)) \end{aligned} \quad (5.5)$$

avec σ_{hard} et σ_{ord} définis plus tôt, $\Delta^j(Q_2^2, M_F^2)$ est le facteur de forme de Sudakov, il représente l'évolution d'un parton sans émission.

Pour la génération de partons de façon itérative, on peut exprimer σ_{hard} en fonction de σ_{ord} , comme c'est représenté graphiquement sur la Figure 5.4.

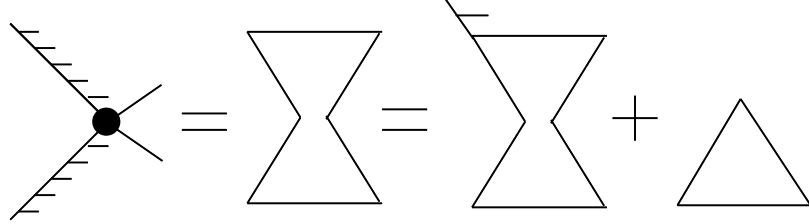


FIG. 5.4 – Représentation graphique de l'expression de σ_{hard} en fonction de σ_{ord} (dernier terme en triangle).

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{hard}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= \sum_k \int \frac{dQ^2}{Q^2} \int d\xi \Delta^i(Q_1^2, Q^2) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_i^k(\xi) \sigma_{\text{hard}}^{kj}(\xi \hat{s}, Q^2, Q_2^2) \\ &+ \sigma_{\text{ord}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) \end{aligned} \quad (5.6)$$

De la même façon, on peut exprimer σ_{ord} en fonction de σ_{born} , comme sur la Figure 5.5.

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ord}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= \sum_k \int \frac{dQ^2}{Q^2} \int d\xi \Delta^i(Q_1^2, Q^2) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_i^k(\xi) \sigma_{\text{ord}}^{kj}(\xi \hat{s}, Q^2, Q_2^2) \\ &+ \sigma_{\text{born}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) \end{aligned} \quad (5.7)$$

σ_{born} donne la contribution avec aucune émission avant le sous-processus dur :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{born}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2) &= K \int d^2 p_{\perp} \frac{d\sigma_{\text{born}}^{ij}}{d^2 p_{\perp}}(\hat{s}, p_{\perp}^2) \\ &\times \Delta^i(Q_1^2, M_F^2) \Delta^j(Q_2^2, M_F^2) \Theta(M_F^2 - \max(Q_1^2, Q_2^2)) \end{aligned} \quad (5.8)$$

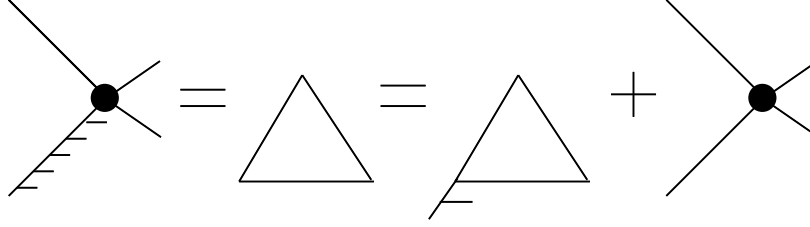


FIG. 5.5 – Représentation graphique de l'expression de σ_{ord} en fonction de σ_{born} (dernier terme).

Si nous revenons à l'équation (5.3), la génération d'un branchement partonique avec une fraction d'impulsion ξ et une impulsion transférée Q^2 , est faite suivant l'intégrande de $(\sigma_{\text{hard}}^{ij} - \sigma_{\text{ord}}^{ij})$, soit :

$$\text{prob}(\xi, Q^2) \propto \frac{1}{Q^2} \Delta^i(Q_1^2, Q^2) \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_{i'} P_i^{i'}(\xi) \sigma_{\text{hard}}^{i'j}(\xi \hat{s}, Q^2, Q_2^2) \quad (5.9)$$

Le parton émit prend $(1 - \xi)$ du parton parent et pour l'impulsion transverse : $p_{\perp}^2 \equiv (1 - \xi)Q^2$. L'échelle restante après l'émission du parton est caractérisée par $\hat{s}' \simeq \xi \hat{s}$. La saveur i' de la nouvelle patte de l'échelle est générée aléatoirement suivant la distribution de probabilité :

$$\text{prob}(i') = \frac{P_i^{i'}(\xi) \sigma_{\text{hard}}^{i'j}(\hat{s}', Q^2, Q_2^2)}{\sum_l P_i^l(\xi) \sigma_{\text{hard}}^{lj}(\hat{s}', Q^2, Q_2^2)} \quad (5.10)$$

avec $\sigma_{\text{hard}}^{i'j}(\xi \hat{s}, Q^2, Q_2^2)$ est la section efficace pour la partie dure pour la nouvelle échelle. Ensuite, $\hat{s}'$, i' et $Q_1'^2$ sont renommés en $\hat{s}$, i et Q_1^2 et la procédure est répétée. Quand il n'y a plus d'émission du premier côté, l'émission de rayonnement de ce côté de l'échelle est terminée. Une fois, les émissions terminées du premier côté, la procédure continue avec l'autre côté de l'échelle par une méthode analogue à celle déjà utilisée. La probabilité d'une émission sur le second côté se définit comme :

$$\text{prob}(\text{émission second côté}) = \frac{\sigma_{\text{ord}}^{ji}(\hat{s}, Q_2^2, Q_1^2) - \sigma_{\text{born}}^{ij}(\hat{s}, Q_1^2, Q_2^2)}{\sigma_{\text{ord}}^{ji}(\hat{s}, Q_2^2, Q_1^2)} \quad (5.11)$$

L'intégrande de $(\sigma_{\text{ord}}^{ji} - \sigma_{\text{born}}^{ij})$ donne la probabilité de distribution pour l'émission d'un parton prenant une fraction ξ de l'impulsion et une impulsion transférée Q^2 :

$$\text{prob}(\xi, Q^2) \propto \frac{1}{Q^2} \Delta^j(Q_1^2, Q^2) \frac{\alpha_s}{2\pi} \sum_{j'} P_j^{j'}(\xi) \sigma_{\text{ord}}^{j'i}(\xi \hat{s}, Q^2, Q_1^2) \quad (5.12)$$

La saveur j' de la nouvelle patte est déterminée suivant un procédure analogue au premier côté. L'émission de partons s'arrête avec la probabilité :

$$1 - \text{prob}(\text{émission second côté}). \quad (5.13)$$

Sous-processus dur

Une fois les radiations effectuées des deux côtés de l'échelle, il faut générer le processus $2 \rightarrow 2$, dans le centre de masse du système avec les partons entrants i et j et l'énergie $\hat{s}$. La génération de $p_\perp$ est bornée : $4\max[Q_1^2, Q_2^2] < p_\perp^2 < \hat{s}/4$. La distribution de probabilité en $p_\perp$ est donnée par :

$$\text{prob}(p_\perp^2) \propto \frac{d\sigma_{\text{born}}^{ij}}{d^2p_\perp}(\hat{s}, p_\perp^2) \Delta^i(Q_1^2, p_\perp^2/4) \Delta^j(Q_2^2, p_\perp^2) \quad (5.14)$$

avec :

$$\frac{d\sigma_{\text{born}}^{ij}}{d^2p_\perp}(\hat{s}, p_\perp^2) = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2\sqrt{1-4p_\perp^2/\hat{s}}} \sum_{k,l} |M^{ij \rightarrow kl}(\hat{s}, p_\perp^2)| \quad (5.15)$$

$|M^{ij \rightarrow kl}(\hat{s}, p_\perp^2)|$ sont les éléments de matrices du processus $2 \rightarrow 2$ qui sont discutés plus en détail dans l'annexe A. Ensuite, un sous-processus particulier $ij \rightarrow kl$ est choisi suivant sa contribution à la section efficace différentielle et les quadrimoments des partons sortants sont reconstruits.

Gerbe partonique

Tous les partons produits le long de l'échelle, que ce soit les radiations d'état initial ou les deux partons produits dans le sous processus dur, vont produire une gerbe partonique qui produira des partons qui seront connectés aux cordes. Les radiations de partons sont effectuées suivant des techniques standards [211–216] que nous ne détaillerons pas ici, plus de précisions sur l'implémentation de cette procédure dans [139]. Dans EPOS, la gerbe partonique est gérée par un module indépendant. Pour l'implémentation de l'interaction parton dur-milieu, on pourra remplacer cette procédure par une autre qui fragmentera le parton dans le milieu, les conditions de ce milieu devant être fournies par EPOS. Des informations complémentaires sur la possible implémentation d'un module d'interaction jet-milieu se trouve dans l'annexe C.

5.1.2 Inconvénients de l'ancienne méthode : problématique

Nous avons montré comment la génération de partons étaient réalisée le long de l'échelle semi-dure dans l'ancienne méthode. L'avantage à procéder de cette façon est de générer effectivement étape par étape tous les partons d'un événement et d'avoir accès dans l'état final à toutes les particules produites, comme dans l'expérience. Cet avantage s'avère également être un inconvénient si l'on se focalise sur des éléments rares. En effet, comme nous l'avons dit, cette procédure génère tout, étape par étape, il n'y a donc aucun contrôle sur le type de réaction qui sera finalement produit, tout dépend des distributions de probabilité. Ainsi, pour obtenir des événements rares (particules de très haute impulsion transverse par exemple), il faut générer beaucoup d'événements pour observer quelques cas. Pour

produire un spectre avec suffisamment de statistiques, il faut un temps CPU très long. Par exemple, pour produire un spectre en $p_{\perp}$ des particules chargées jusqu'à 15 GeV à $\sqrt{s} = 200$ GeV (énergie du RHIC) dans une collision Au-Au, il faut générer des événements pendant quelques semaines en temps CPU.

Ce qui nous amène à la problématique qui nous intéresse : Comment être en mesure de faire des sélections sur des événements rares dans EPOS, tout en gardant ce qui fait sa richesse, à savoir le traitement des interactions multiples et la conservation d'énergie ?

La solution envisagée dans ce manuscrit consiste à voir la génération d'événements en deux étapes :

1. Détermination du nombre d'échelle, de leur nature (molle, semi-dure), des variables $x_{\text{PE}}^{\pm}$ à l'entrée de l'échelle. Cette étape gère les interactions multiples et la conservation d'énergie. Une fraction d'énergie est donnée à chaque échelle par l'intermédiaire des $x_{\text{PE}}^{\pm}$: variable d'entrée dans l'échelle.
2. Zoom sur chaque échelle individuelle. Pour chacune, génération des partons le long de l'échelle.

Pour garder les notions essentielles d'interactions multiples et de conservation d'énergie, la première étape ne sera pas modifiée. La procédure Monte Carlo usuelle sera conservée. Par contre, c'est le point 2 qui sera modifié. Mon travail a consisté à intervenir sur le traitement interne des échelles de façon à avoir un plus grand contrôle sur chaque étape de la procédure.

Pour être en mesure d'avoir un accès direct à chaque étape de la génération de partons le long d'une échelle, il faut réinterpréter les formulations de manière à les structurer en blocs indépendants les uns des autres. C'est ce travail qui est présenté dans la section suivante.

5.2 Structuration en blocs indépendants

La structuration en blocs indépendants permet d'exprimer la même quantité, le nombre de pomerons semi-durs n_{semi} , en fonction des différentes variables de l'échelle. Dans un premier temps, pour faciliter la discussion, nous définirons toutes les variables que nous serons amené à rencontrer dans ce chapitre. Puis les différents blocs seront présentés ainsi qu'une discussion sur la factorisation dans le modèle.

5.2.1 Définition des variables

La Figure 5.6 présente les différentes variables que nous allons discuter. Les $x_{\text{PE}}^{\pm}$ sont les impulsions cône de lumière des partons entrant dans l'échelle. Ils sont déterminés avant le traitement interne de l'échelle. Les $x_{\text{IB}}^{\pm}$ sont les impulsions

cône de lumière des partons entrant dans le sous-processus dur $2 \rightarrow 2$. Ils sont donc le résultat de l'évolution du parton par les opérateurs E_{soft} et E_{QCD} . Les $z_{\text{soft}}^{\pm}$ sont les impulsions cône de lumière dans la pré-évolution molle. Les $z_{\text{QCD}}^{\pm}$ sont les impulsions cône de lumière dans l'évolution QCD. On peut exprimer :

$$\begin{aligned} z^{\pm} &= z_{\text{soft}}^{\pm} \times z_{\text{QCD}}^{\pm} \\ x_{\text{IB}}^{\pm} &= z^{\pm} \times x_{\text{PE}}^{\pm} \\ E(z^{\pm}) &= E_{\text{soft}}(z_{\text{soft}}^{\pm}) \otimes E_{\text{QCD}}(z_{\text{QCD}}^{\pm}) \end{aligned} \quad (5.16)$$

avec $\otimes$: le produit de convolution. La convolution de deux fonctions $f(x_1)$ et $g(x_2)$ est défini sur $[0, 1]$ comme :

$$\begin{aligned} h(x) = f \otimes g(x) &= \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 f(x_1) g(x_2) \delta(x - x_1 x_2) \\ &= \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} f(x_1) g\left(\frac{x}{x_1}\right) \end{aligned}$$

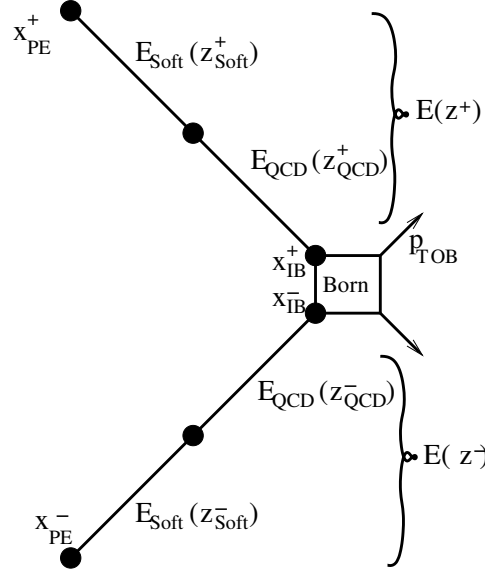


FIG. 5.6 – Définition des différentes variables le long de l'échelle.

À partir des différentes variables et de la structuration de l'échelle que nous avons mis en évidence avec la Figure 5.6, nous pouvons définir des structures élémentaires : des blocs qui seront pour nous les briques avec lesquelles nous allons construire diverses distributions de probabilité pour un accès direct aux variables le long de l'échelle. La Figure 5.7 présente la structuration d'une échelle avec les blocs élémentaires E et K . E étant le produit de convolution des évolutions E_{soft} et E_{QCD} comme définit précédemment. Les expressions de E_{soft} et E_{QCD} sont détaillées dans la section 4.1. K est le bloc de la section efficace du sous-processus dur, cela sera précisé ultérieurement.

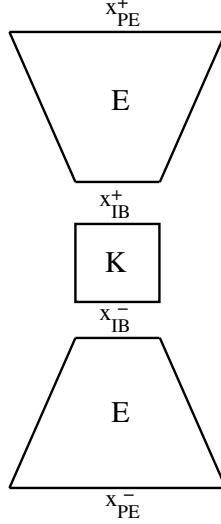


FIG. 5.7 – Structuration de l'échelle en blocs indépendants : Le bloc E , comme définie par l'équation (5.16) représente l'évolution entre l'entrée dans l'échelle et le processus Born. Le bloc K , définie par l'équation (5.20), représente le processus Born.

5.2.2 Distribution de probabilité des variables $x_{\text{PE}}^\pm : N$

La première structure que l'on peut définir est la structure N , en fonction des variables d'entrée dans l'échelle :

$$n_{\text{semi}} = \int dx_{\text{PE}}^+ dx_{\text{PE}}^- N(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-), \quad (5.17)$$

où la quantité N est définie comme :

$$N(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-) = \frac{dn_{\text{semi}}}{dx_{\text{PE}}^+ dx_{\text{PE}}^-}, \quad (5.18)$$

N représente le nombre moyen d'échelles avec les fractions des impulsions cône de lumière en bout de l'échelle dans les intervalles $[x_{\text{PE}}^\pm, x_{\text{PE}}^\pm + dx_{\text{PE}}^\pm]$.

Dans le cas où cette distribution est obtenue en résolvant les équations pour le problème des interactions multiples ($\Omega(K)$), il n'est pas garanti que la distribution suive la suppression AGK. Les termes individuels $\int d^2b \Omega(K)$ représentent les sections efficaces partielles qui tiennent compte de tous les diagrammes. Les configurations K fournissent les variables $x_{\text{PE}}^\pm$ à l'entrée de chaque échelle ainsi que la nature de celle-ci. La solution est obtenue par l'interprétation de $\Omega(K)$ comme distribution de probabilité et elle est réalisée par des techniques de MC. Elles ne suivent donc pas forcément la suppression AGK. Nous aurons l'occasion d'y revenir par la suite.

Dans le cas où N suit AGK, la structure peut s'écrire à une constante près, pour des $x_{\text{PE}}^{\pm}$ fixés :

$$\begin{aligned}
 & \int dz_{\text{soft}}^+ dz_{\text{soft}}^- \sum_{k,l} E_{\text{soft}}^k(z_{\text{soft}}^+) E_{\text{soft}}^l(z_{\text{soft}}^-) \\
 & \times \int dz_{\text{QCD}}^+ dz_{\text{QCD}}^- dt du \sum_{i,j} E_{\text{QCD}}^{ki,M}(z_{\text{QCD}}^+) E_{\text{QCD}}^{lj,M}(z_{\text{QCD}}^-) \\
 & \times K_{i,j}(z_{\text{QCD}}^+ z_{\text{QCD}}^- s, t, u),
 \end{aligned} \tag{5.19}$$

avec

$$K_{i,j}(s, t, u) = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{d\sigma_{i,j}}{dt du}(s, t, u), \tag{5.20}$$

$K_{i,j}$ représente le processus born. Cette structuration permet d'exprimer l'échelle uniquement en fonction de ses variables d'entrées sans avoir de résolution sur ce qui se passe à l'intérieur de la structure, comme illustré sur la Figure 5.8.

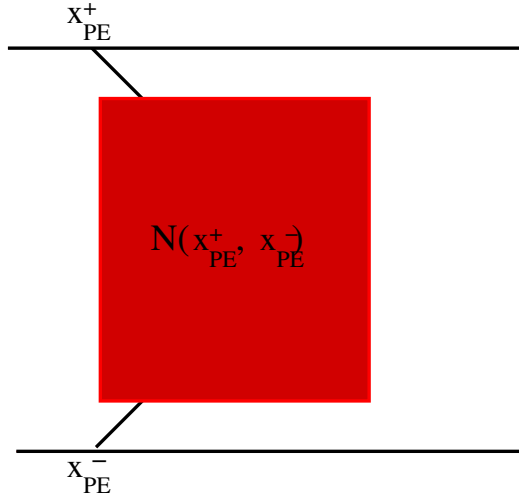


FIG. 5.8 – Illustration du bloc N en fonction de x_{PE} : pas de résolution sur l'intérieur de l'échelle.

5.2.3 Distribution de probabilité des variables $x_{\text{IB}}^{\pm} : S$

Pour avoir accès à la résolution à l'intérieur de l'échelle, on peut écrire n_{semi} comme :

$$n_{\text{semi}} = \int dx_{\text{PE}}^+ dx_{\text{PE}}^- dz^+ dz^- N(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-) S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-), \tag{5.21}$$

Dans cette définition générale, N peut aussi bien faire référence au cas AGK qu'au cas non-AGK. S est par définition normalisée ($\int dz S = 1$). Cette fonction peut

être vue comme la distribution de probabilité des $z^\pm$ pour des $x_{\text{PE}}^\pm$ données. La forme de S est :

$$\begin{aligned} S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-) &= \frac{1}{\omega_s} \sum_{i,j} \int dt du E^{M,i}(z^+) E^{M,j}(z^-) \\ &\times K_{i,j}(x_{\text{PE}}^+ x_{\text{PE}}^- z^+ z^- s_{\text{hh}}, t, u), \end{aligned} \quad (5.22)$$

où ω_s assure la normalisation et avec

$$E^{M,i} = \sum_k E_{\text{soft}}^k \otimes E_{\text{QCD}}^{ki,M}. \quad (5.23)$$

À partir de l'expression (5.21), on peut écrire :

$$\begin{aligned} n_{\text{semi}} &= \int dx_{\text{PE}}^+ dx_{\text{PE}}^- N(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-) \\ &\times \int dz^+ dz^- S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-) \\ &\times \int dt \chi(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-, t), \end{aligned} \quad (5.24)$$

avec :

$$\chi = \int du C \sum_{i,j} E^{M,i}(z^+) E^{M,j}(z^-) K_{i,j}(x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- s_{hh}, t, u), \quad (5.25)$$

et :

$$C = G(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-)^{-1} S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)^{-1}.$$

Finalement, dans la structure N , les intégrales sont réalisées successivement sur chaque variable locale, dans S , des produits de convolution sont utilisés pour cacher les variables locales et avoir un accès direct aux $x_{\text{IB}}^\pm$. La Figure 5.9 illustre la structuration qui permet d'avoir une résolution sur les différents blocs utilisés et ainsi d'avoir un accès direct aux $x_{\text{IB}}^\pm$.

5.2.4 Factorisation

Dans le cas de la fonction N_{AGK} , on peut écrire :

$$N(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-) = F_{\text{proj}}(x_{\text{PE}}^+) F_{\text{targ}}(x_{\text{PE}}^-) G(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-) \quad (5.26)$$

avec G défini par l'équation (4.12). Dans ce cas, on peut extraire les fonctions F_{part} de G et définir :

$$\begin{aligned} F_+(x_{\text{PE}}^+) &= F_{\text{proj}}(x_{\text{PE}}^+) F_{\text{part}}(x_{\text{PE}}^+) \\ F_-(x_{\text{PE}}^-) &= F_{\text{targ}}(x_{\text{PE}}^-) F_{\text{part}}(x_{\text{PE}}^-) \end{aligned}$$

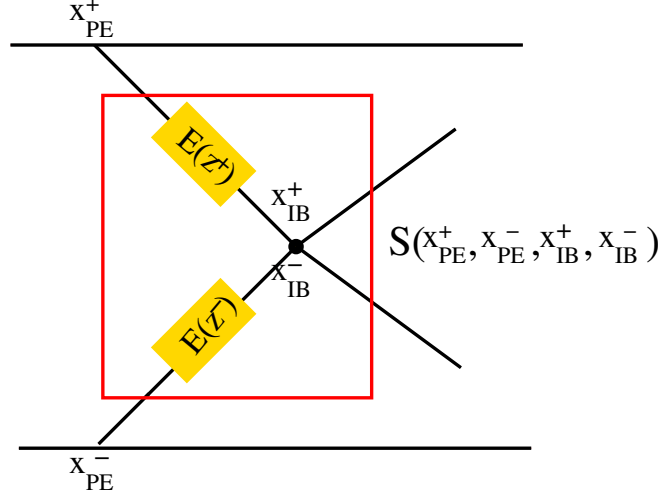


FIG. 5.9 – Illustration du bloc S en fonction de x_{PE}, x_{IB} : résolution sur l'intérieur de l'échelle.

On arrive finalement à l'expression factorisée pour n_{semi} :

$$n_{\text{semi}} = \int dx_{IB}^+ dx_{IB}^- \int dt \sum_{ij} f_+^{M,i}(x_{IB}^+) f_-^{M,j}(x_{IB}^-) K_{ij}(x_{IB}^+ x_{IB}^- s, t) \quad (5.27)$$

avec :

$$f_{\pm}^{M,i} = \sum_i F_{\pm} \otimes E^{M,i} \quad (5.28)$$

Cette expression factorisée n'est valable que dans le cas AGK et nous permet de mettre en évidence les « fonctions de distribution partonique » issues d'EPOS : $f_{\pm}^{M,i}$. Ces fonctions représentent l'évolution du parton depuis le hadron incident jusqu'au processus $2 \rightarrow 2$, elles peuvent donc être comparées aux fonctions de distributions partoniques du modèle des partons que nous avons discutées dans la section 3.1.1, ce que nous présenteront par la suite.

5.2.5 Distribution de probabilité des variables $p_{\perp OB}$

Pour comparer nos calculs avec des données, nous aurons besoin d'exprimer n_{semi} en fonction de $p_{\perp OB}$, l'impulsion transverse du parton en sorti du sous processus dur $2 \rightarrow 2$:

$$\frac{dn_{\text{semi}}}{dt du} = \int dx_{IB}^+ dx_{IB}^- \sum_{ij} f_+^{M,i}(x_{IB}^+) f_-^{M,j}(x_{IB}^-) K_{ij}(x_{IB}^+ x_{IB}^- s, t, u) \quad (5.29)$$

avec :

$$dt du = \left| \frac{\partial(t, u)}{\partial(y, p_{\perp})} \right| dy dp_{\perp} = \frac{2tu}{p_{\perp}} dy dp_{\perp} = s dy dp_{\perp}^2 \quad (5.30)$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dn_{\text{semi}}}{dydp_{\perp}^2} &= \int dx_{\text{IB}}^+ dx_{\text{IB}}^- \sum_{ij} f_+^{M,i}(x_{\text{IB}}^+) f_-^{M,j}(x_{\text{IB}}^-) \\ &\quad \times s K_{ij}(x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- s, t) \delta(x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- s - x_{\text{IB}}^+ p_{\perp} \sqrt{s} e^{-y} - x_{\text{IB}}^- p_{\perp} \sqrt{s} e^y) \\ \frac{dn_{\text{semi}}}{dydp_{\perp}^2} &= \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} \int dx_{\text{IB}}^+ \sum_{ij} f_+^{M,i}(x_{\text{IB}}^+) f_-^{M,j}(\tilde{x}_{\text{IB}}^-) s \frac{d\sigma_{ij}}{dt}(s, t) \frac{s_{hh}^{-1}}{x_{\text{IB}}^+ - x_{\perp} e^y / 2} \end{aligned} \quad (5.31)$$

avec :

$$s = x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- s_{hh}, \quad \tilde{x}_{\text{IB}}^- = \frac{x_{\text{IB}}^+ x_{\perp} e^{-y} / 2}{x_{\text{IB}}^+ - x_{\perp} e^y / 2}, \quad x_{\perp} = \frac{2p_{\perp}}{\sqrt{s_{hh}}} \quad (5.32)$$

Si l'on cherche à déterminer le nombre de partons sortant n_{ptn} , il faut multiplier par 2 cette formule : chaque échelle semi-dure donnant deux partons dans le sous-processus dur :

$$n_{\text{ptn}} = 2n_{\text{semi}} \quad (5.33)$$

Pour déterminer la distribution de probabilité de $p_{\perp \text{OB}}$ pour un couple $(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-)$ donné, on peut exprimer :

$$n_{\text{semi}} = \int dx_{\text{PE}}^{\pm} dx_{\text{IB}}^{\pm} dy dp_{\perp}^2 N(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-) S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-) P(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-, y, p_{\perp}) \quad (5.34)$$

avec :

$$P(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-, y, p_{\perp}) = \frac{1}{\omega_p} \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} s \frac{d\sigma_{ij}}{dt}(s, t) \frac{s_{hh}^{-1}}{x_{\text{IB}}^+ - x_{\perp} e^y / 2} \quad (5.35)$$

où ω_p assure la normalisation.

5.3 Test de démarche

Avant d'aller plus loin dans la démarche, nous allons la tester. L'intérêt de la structuration en blocs indépendants est d'avoir un accès direct à des étapes intermédiaires de la génération de partons le long de l'échelle. Les tests que nous allons détailler concerne un test analytique et un test que j'appellerai semi-analytique pour les tests internes au modèle. D'autre part, nous avons mis en évidence l'équivalence des fonctions $f_{\pm}^{M,i}$ dans EPOS à des fonctions de distribution partonique, nous pourrions le tester. Tous les tests présentés ici on été réalisés pour des collisions proton-proton à 200 GeV.

5.3.1 Test analytique

Lorsque nous ferons appel aux tests analytiques, nous ferons référence à l'utilisation des structures analytiques décrites dans la section précédente, calculé de

façon numérique. Cela signifie que diverses techniques numériques sont utilisées pour réaliser les calculs mis en jeu. Les intégrales sont réalisées par la technique d'intégration de Gauss qui sera présentée dans le chapitre suivant et certains éléments des fonctions sont tabulés puis interpolés, nous y reviendrons par la suite.

Pour vérifier notre démarche pour la structuration du bloc S , nous réalisons trois tests analytiques pour l'expression de dn_{semi} en fonction de x_{IB}^+ . À ce stade, on zoome sur les échelles individuelles : on traite indépendamment le déroulement interne de chacune des échelles. L'aspect interaction multiple est traité avant, lors de la détermination des configurations K . $x_{PE}^\pm$ sont les variables d'entrée dans l'échelle. En exprimant n_{semi} en fonction de $x_{PE}^\pm$ et $x_{IB}^\pm$ on zoome sur les échelles individuelles.

Le premier test, test (A) est fondé sur l'équation (5.27) :

$$\frac{dn_{\text{semi}}^{(A)}}{dx_{IB}^+ dx_{IB}^-} = \int dt \sum_{ij} f_+^{M,i}(x_{IB}^+) f_-^{M,j}(x_{IB}^-) K_{ij}(x_{IB}^+ x_{IB}^- s, t) \quad (5.36)$$

Ce test implique les fonctions $f_\pm^{M,i}$ qui sont la convolution de F avec E , cette dernière étant elle-même la convolution de E_{soft} et E_{QCD} .

Le deuxième test, test (B), est simplement une réécriture du premier en extrayant la convolution avec F et en la faisant à l'extérieur :

$$\frac{dn_{\text{semi}}^{(B)}}{dx_{IB}^+ dx_{IB}^-} = F_\pm \otimes \int dt \sum_{ij} E^{M,i}(z^+) E^{M,j}(z^-) K_{ij}(x_{IB}^+ x_{IB}^- s, t) \quad (5.37)$$

ce test est une version intermédiaire qui permet de commencer à extraire la fonction S .

Le dernier test, test (C), utilise directement S , fonction normalisée, comme discutée dans les sections précédentes. Cette normalisation est nécessaire pour pouvoir considérer S par la suite comme une distribution de probabilité. À partir de l'équation (5.21), on peut écrire :

$$\frac{dn_{\text{semi}}^{(C)}}{dx_{IB}^+ dx_{IB}^-} = \int dx_{PE}^+ dx_{PE}^- N(x_{PE}^+, x_{PE}^-) S(x_{PE}^+, x_{PE}^- x_{IB}^+, x_{IB}^-) \quad (5.38)$$

Dans la façon dont est écrit ce test, on voit déjà qu'il pourra être utilisé avec la distribution $N_{\text{non-AGK}}$, ce que nous discuterons par la suite. Il s'agit pour le moment des tests analytiques, nous utiliserons donc dans cette section N_{AGK} :

$$\frac{dn_{\text{semi}}^{(C)}}{dx_{IB}^+ dx_{IB}^-} = \int dx_{PE}^+ dx_{PE}^- N_{\text{AGK}}(x_{PE}^+, x_{PE}^-) S(x_{PE}^+, x_{PE}^- x_{IB}^+, x_{IB}^-) \quad (5.39)$$

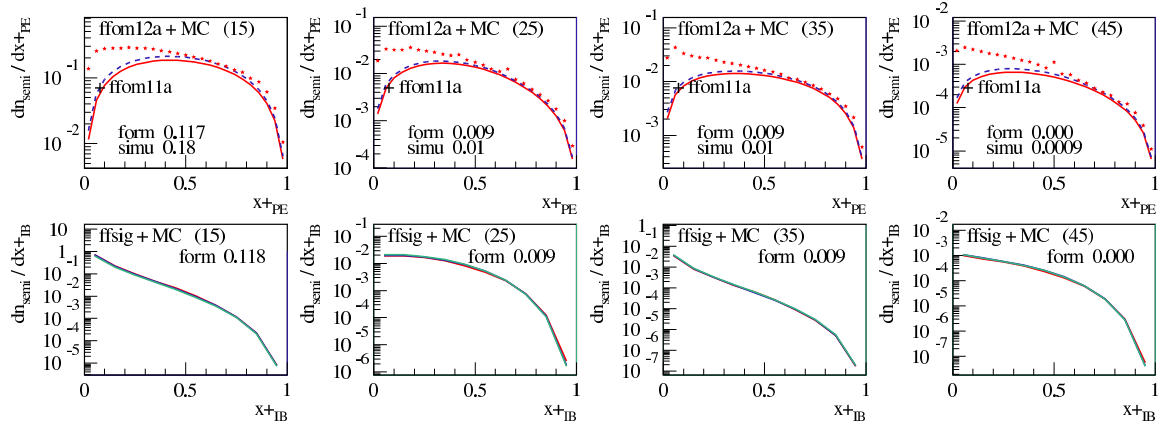


FIG. 5.10 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{non-AGK}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

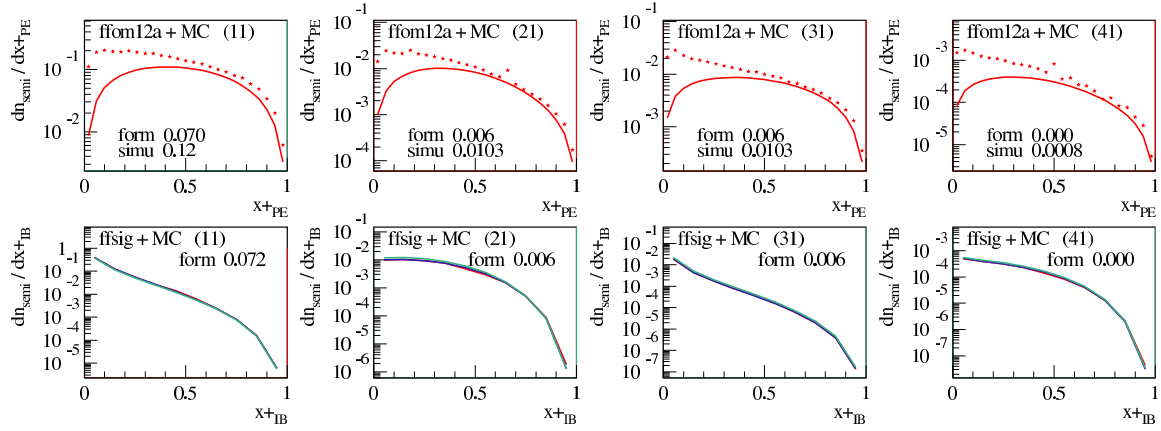


FIG. 5.11 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : EPOS analytique ; Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.

La Figure 5.10 présente le résultat de ce test. En haut pour les distributions

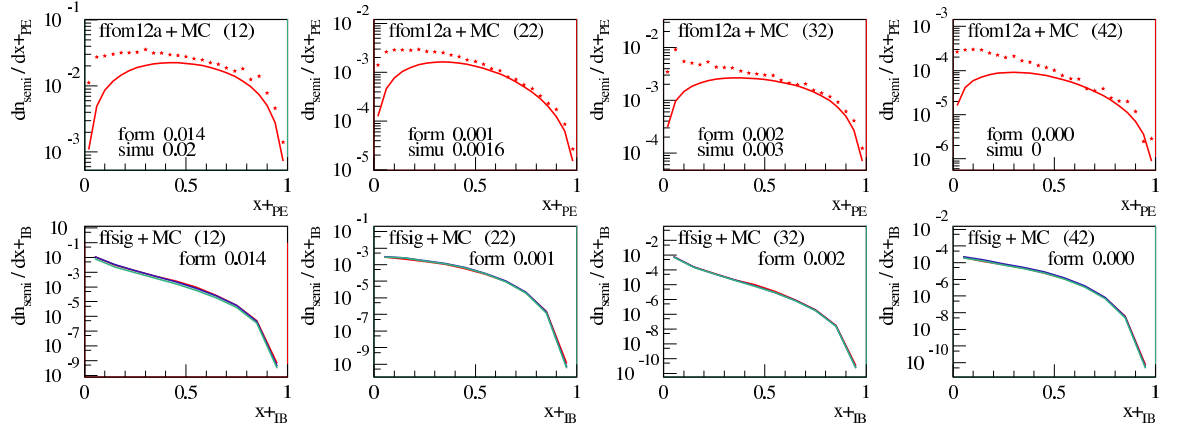


FIG. 5.12 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{non-AGK}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

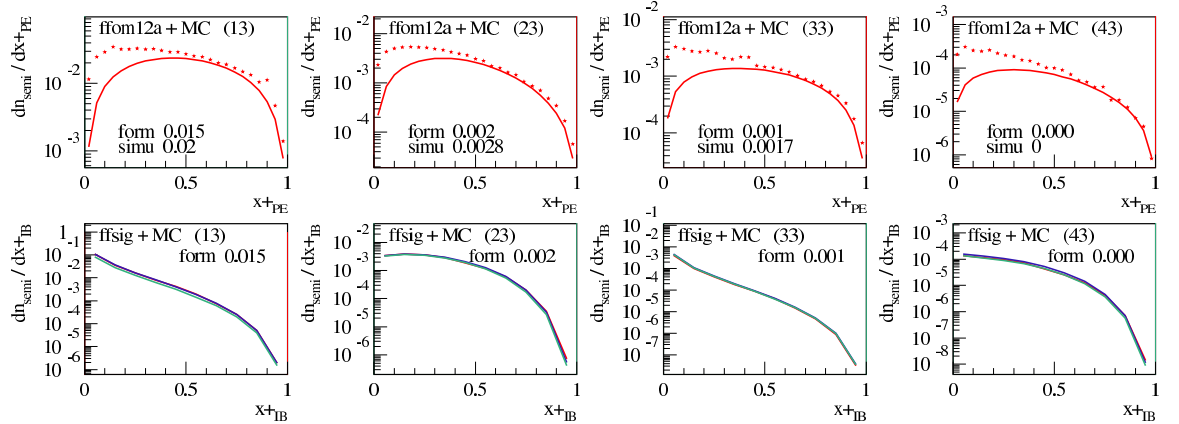


FIG. 5.13 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{non-AGK}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

en x_{PE} , en bas pour les distributions en x_{IB} . Plusieurs cas différents sont présentés suivant la nature des échelles. Un couplage avec un parton de la mer sera appelé

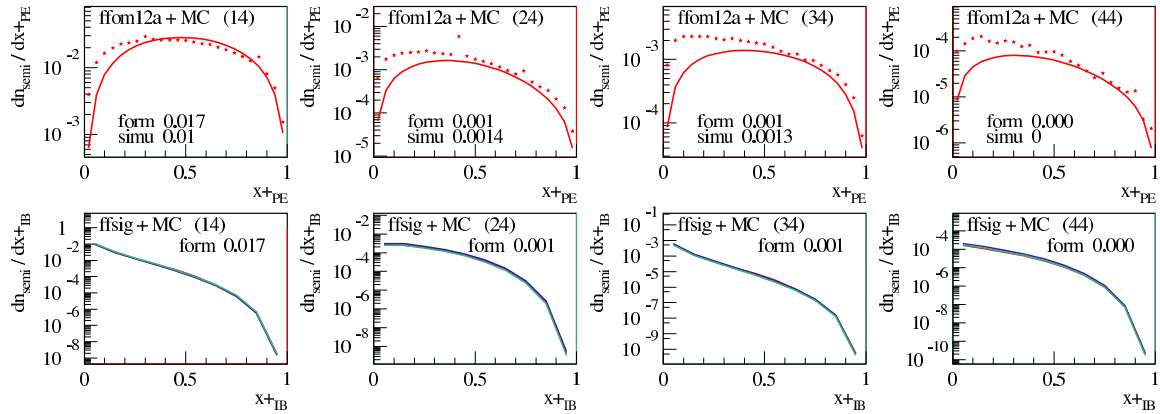


FIG. 5.14 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} , en étoile rouge : $N_{non-AGK}$. Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

sea, tandis qu'un couplage avec un quark de valence sera appelé *val*. On nomme en premier le côté + de l'échelle puis le côté –, ce qui nous donne pour toutes les configurations possibles : sea-sea, val-sea, sea-val, val-val, numérotées 1, 2, 3 et 4 sur la Figure 5.10 (1^{er} chiffre en parenthèses). Le deuxième chiffre fait référence à l'existence ou non de rayonnement d'état initial. Aucune radiation : 1, radiation uniquement du côté + : 2, radiation uniquement du côté – : 3, radiation des deux côtés : 4 et finalement 5 : la somme de tous : avec ou sans radiation. La Figure 5.10 concerne ce dernier cas.

Pour les distributions en x_{PE} , graphes du haut, le test est fondé sur l'équation (5.18). En trait plein rouge, le test N_{AGK} exprimé par l'équation (5.19). En étoiles rouges, $N_{non-AGK}$, issu du Monte-Carlo comme solution du problème des interactions multiples comme expliqué dans la section 5.1.1.

Sur ce graphe, pour les distributions en x_{IB} , nous avons le trait plein rouge qui correspond au test (A), le bleu au test (B) et le vert au test (C) avec l'utilisation de la fonction S . Comme attendu, les trois tests se recouvrent parfaitement. Le test (A), qui fait intervenir la forme factorisée, n'était pas suffisant car il fait directement intervenir les fonctions F qui expriment le couplage de l'échelle avec le hadron. Or notre démarche est de ne regarder que le traitement interne de l'échelle. Le test (C) utilise la fonction S normalisée et rejette l'utilisation de F à l'extérieur, nous pourrions par la suite remplacer F par la distribution en x_{PE} donné par le Monte-Carlo (étoiles rouges sur la Figure 5.10, graphe du haut). Nous

voyons d'ailleurs sur ces graphes la différence importante dans le modèle entre la distribution analytique qui suit parfaitement AGK (trait plein rouge) et le résultat du Monte-Carlo (étoiles rouges) qui s'éloigne d'AGK pour les petits x_{PE} et qui s'en rapproche pour les grands x_{PE} .

Sur les graphiques, « form » indique la valeur de l'intégrale. Cette intégrale représente le nombre de pomerons semi-durs d'un type (sea-sea, val-sea, ...). Ce nombre ne doit pas changer si on l'exprime en fonction de x_{PE} ou de x_{IB} , car le nombre de pomerons est le même peu importe suivant quelle variable de l'échelle on l'exprime. En d'autres termes les valeurs des intégrales des courbes en x_{PE} et x_{IB} correspondantes doivent être les mêmes, la forme pouvant changer. Nous constatons que les valeurs des intégrales sont en accord. De plus nous pouvons estimer qu'un peu plus de 86% des échelles semi-dures produites sont de type *sea-sea*, ensuite les types *val-sea* et *sea-val* ont chacun environ 6.5% et finalement, moins de 0.5% des échelles semi-dures sont de type *val-val*.

Les graphes 5.11, 5.12, 5.13 et 5.14 présentent les mêmes graphiques mais pour différents cas de radiation d'état initial comme expliqué précédemment. Nous observons que pour chacun des cas, les trois tests, A, B et C, sont équivalents. Ce premier test analytique valide l'utilisation de la fonction S .

5.3.2 Test semi-analytique

Le deuxième test que nous mettons en place pour vérifier la cohérence de la démarche est le test semi-analytique. Il s'agit d'utiliser les distributions en $x_{PE}^{\pm}$ données par le Monte-Carlo usuel ($N_{\text{non-AGK}}$) et les injecter dans la fonction S pour remplacer la fonction N_{AGK} :

$$\frac{dn_{\text{semi}}}{dx_{IB}^+ dx_{IB}^-} = \int dx_{PE}^+ dx_{PE}^- N_{\text{non-AGK}}(x_{PE}^+, x_{PE}^-) S(x_{PE}^+, x_{PE}^- x_{IB}^+, x_{IB}^-) \quad (5.40)$$

Ce test permet de comprendre l'impact de la distribution MC en $x_{PE}^{\pm}$ sur la distribution en $x_{IB}^{\pm}$. Le résultat de ce test semi-analytique est présenté sur la Figure 5.15 qui présente le spectre du nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), sommées sur les émissions (5). Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents test analytiques, en étoiles bleus : la distribution en $x_{PE}^{\pm}$ donnée par le MC et injectée dans la fonction S .

Nous voyons sur ce graphe que la distribution MC en x_{PE} influe sur la distribution en x_{IB} pour les petits x_{IB} . Cependant, elle influe moins que nous aurions pu le penser *a priori*. En effet, x_{PE} agit comme une borne supérieure pour x_{IB} :

$$x_{IB}^{\pm} = z^{\pm} x_{PE}^{\pm}$$

avec la condition $z^\pm \leq 1$, nous obtenons :

$$x_{IB}^\pm \leq x_{PE}^\pm \quad (5.41)$$

Ainsi, une valeur de x_{PE} contribue dans tous les bins inférieurs à cette valeur, et donc, les faibles valeurs en x_{PE} qui s'éloigne d'AGK contribue uniquement aux faibles valeurs en x_{IB} , tandis que, les fortes valeurs qui suivent AGK contribue à tout le graphique.

Les Figures 5.11, 5.12, 5.13 et 5.14 présentent ce même test analytique pour différentes conditions d'émission ou non de radiations dans l'état initial. Comme pour le précédent graphe, le test semi-analytique est concluant et nous encourage à utiliser le bloc S comme probabilité de distribution pour la génération directe des $x_{IB}^\pm$.

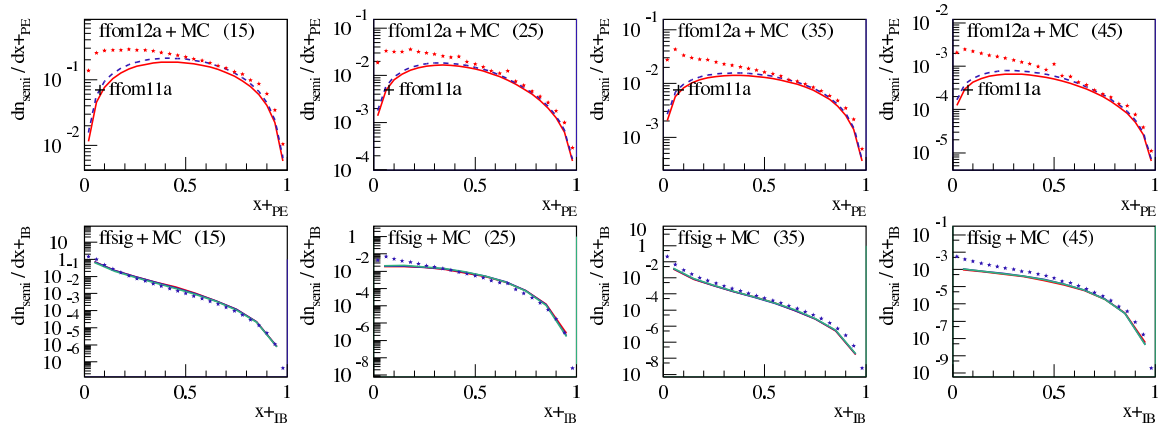


FIG. 5.15 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), sommé sur les émissions (5) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{PE}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .

5.3.3 Test des fonctions de distribution partonique

Nous avons discuté avec l'équation 5.28 les fonctions $f_{\pm}^{M,i}$ dans EPOS qui peuvent être identifiées comme équivalentes aux fonctions de distributions partoniques dans le cas de la factorisation. Les distributions en $p_{\perp OB}$ du calcul analytique d'EPOS comme décrit dans la section 5.2.5, équation (5.31), font directement intervenir les fonctions $f_{\pm}^{M,i}$, nous appellerons par la suite ce test le test D. Ces fonctions peuvent être remplacées par des PDF telles que celles décrites dans la

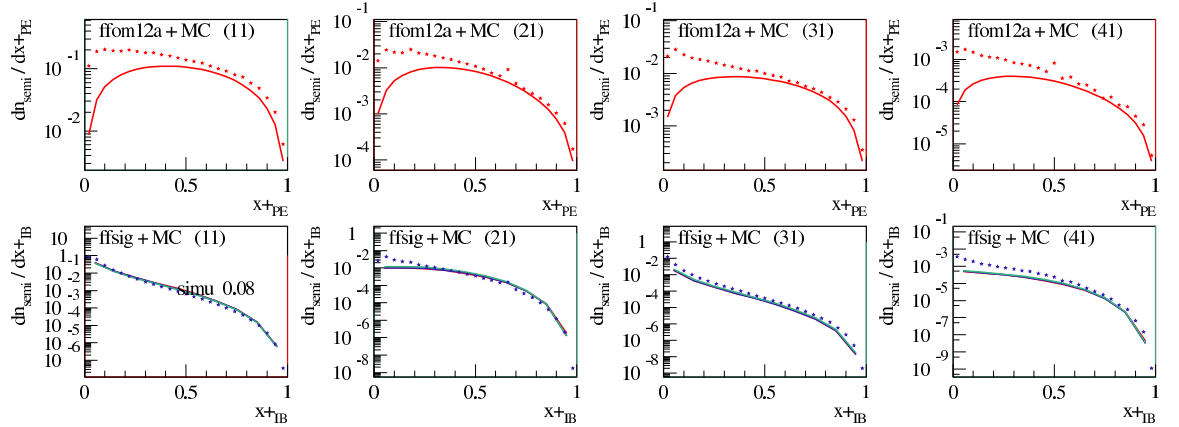


FIG. 5.16 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas sans émission (1) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{PE}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .

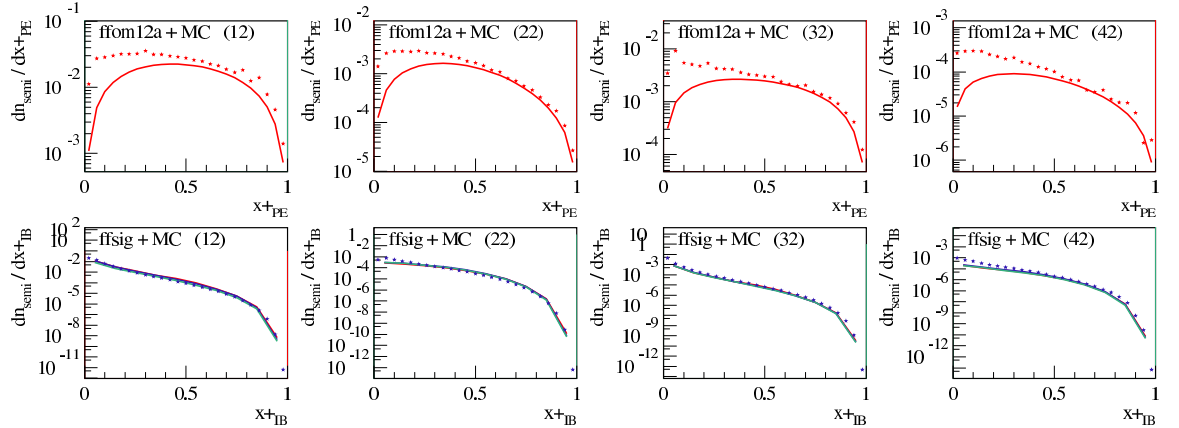


FIG. 5.17 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas avec émission du côté + uniquement (2) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{PE}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .

section 3.1.1. La Figure 5.20 présente une comparaison entre EPOS et différentes PDF pour la production de partons en sortie du sous-processus dur comme décrit

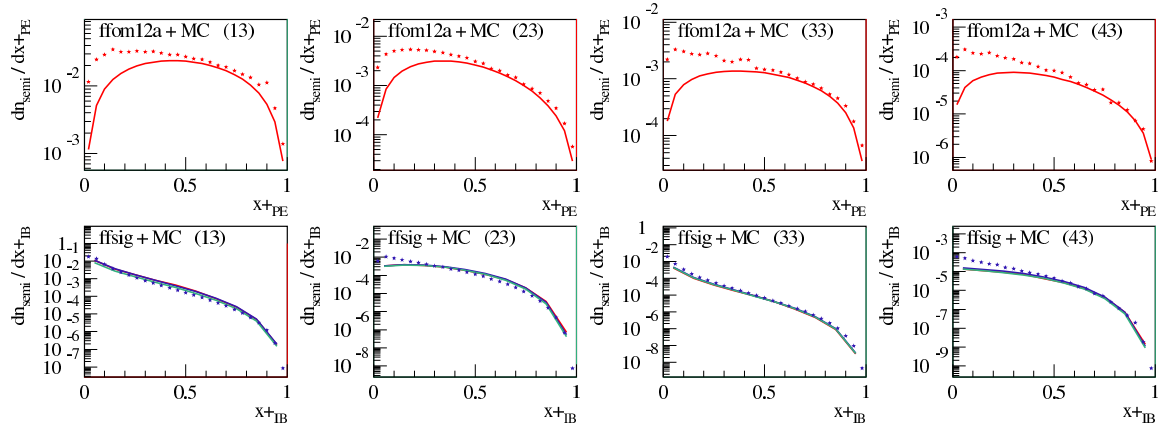


FIG. 5.18 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas avec émission du côté - uniquement (3) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{PE}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .

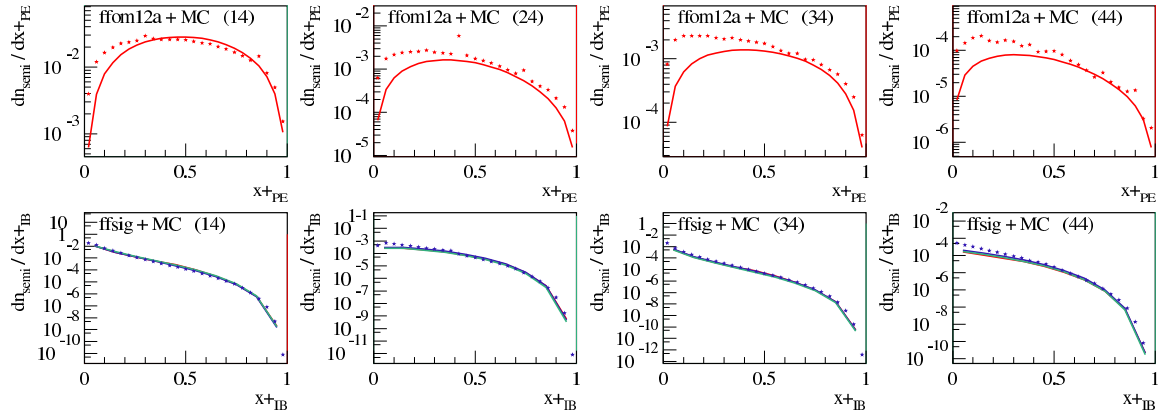


FIG. 5.19 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (1), val-sea (2), sea-val (3) et val-val (4), dans le cas avec émission des deux côtés (4) pour EPOS 1.66. Pour les x_{PE} : même chose que précédemment. Pour les x_{IB} : en trait plein, les différents tests analytiques, en étoile bleu : la distribution en $x_{PE}^\pm$ donnée par le MC et injecté dans la fonction S .

par l'équation (5.31). La courbe rouge correspond au test D pour EPOS qui fait intervenir les fonctions $f_\pm^{M,i}$. Les autres courbes correspondent au même calcul ef-

fectué avec différentes PDF. Le calcul des éléments de matrice $2 \rightarrow 2$ est toujours le même. En pointillé vert, il s'agit de GRV, en trait-point jaune : GJR08 et en pointillé bleu : CTEQ6. Toutes ces PDF ont été discutées dans la section 3.1.1

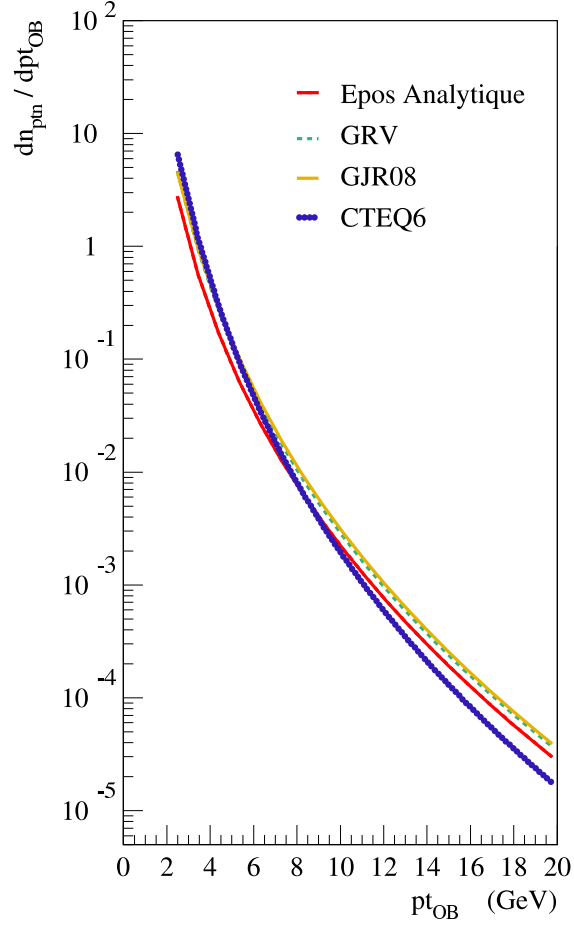


FIG. 5.20 – Comparaison avec les fonctions de distributions partoniques. En trait plein rouge : EPOS test D. Les autres courbes correspondent au même calcul avec l'utilisation de PDF discuté dans la section 3.1.1 : en pointillé vert GRV, trait-point jaune GJR08 et en pointillé bleu : CTEQ6.

Cette comparaison nous indique que dans l'ensemble, EPOS est cohérent avec le modèle des partons. La Figure 5.21 présente les rapports des différentes courbes. En haut : EPOS/GRV, en dessous : EPOS/GJR08, en dessous : EPOS/CTEQ6 et en bas : GJR08/CTEQ6. Il apparaît qu'EPOS et GJR08 sont en accord avec moins d'un facteur 2 d'écart sur 6 ordres de grandeur. EPOS est moins proche de

CTEQ6. Pour les grands $p_\perp$ EPOS est encadré par GJR08 et CTEQ6. Le dernier ratio indique que GJR08 et CTEQ6 ne sont pas exactement en accord non plus. La différence dans le traitement des PDF est que pour EPOS, il est question d'interaction multiple et pré-évolution molle : les fonctions $f_\pm^{M,i}$ contiennent toute l'information sur ces deux éléments. On peut imaginer de fournir avec EPOS des PDF pour d'autres études, ces PDF correspondent aux fonctions $f_\pm^{M,i}$ qui intègrent la physique développée dans EPOS.

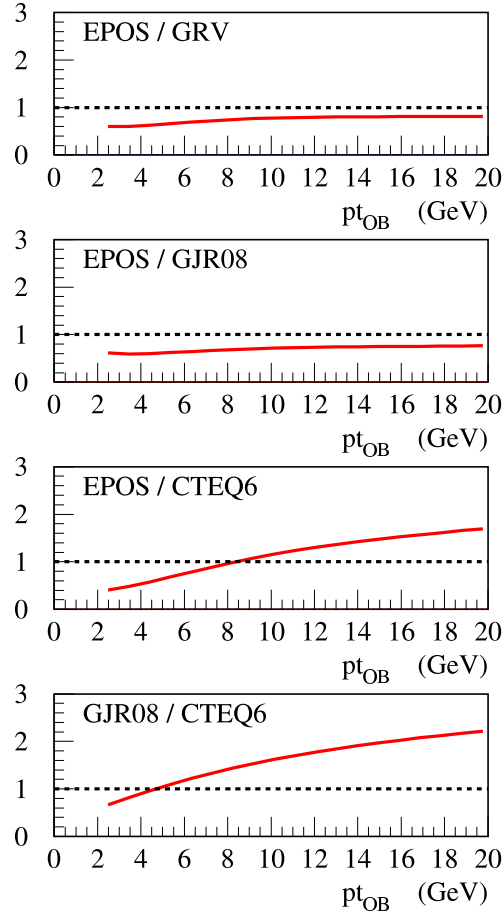


FIG. 5.21 – Comparaison avec les fonctions de distributions partoniques. En haut : ratio entre EPOS et GRV, en dessous : ratio EPOS/GJR, en dessous : ratio EPOS/CTEQ, en bas : ratio GJR08/CTEQ6.

5.4 Implémentation du nouveau Monte-carlo pour les variables de l'échelle

Une fois la démarche validée par des tests internes et une confrontation aux fonctions de distribution partoniques, nous pouvons construire la génération des variables internes à l'échelle par un Monte-Carlo. Les méthodes de Monte-Carlo sont des méthodes qui pour calculer une valeur numérique utilisent des procédés aléatoires ou techniques probabilistes. Le nom de ces méthodes fait référence aux jeux de hasard pratiqués à Monte-Carlo. La méthode de Monte-Carlo a été inventée dans les années 40 par Nicholas Metropolis [217]. Nous présentons ici la démarche pour les x_{IB} puis pour les p_{LOB} , les difficultés liées à ce type d'approche seront présentées dans le chapitre suivant.

5.4.1 Nouveau Monte-Carlo pour les $x_{\text{IB}}^{\pm}$

Jusqu'à présent, les différents blocs que nous avons présentés étaient des structures fondées sur le fonctionnement d'EPOS, mais ils ne permettaient que d'avoir des distributions inclusives. Ce que nous souhaitons c'est générer des événements. C'est-à-dire que nous ne souhaitons pas avoir une distribution globale de ce qui se passe mais connaître le x_{IB} pour chaque échelle dans chaque événement. Pour générer ces x_{IB} , la structure $S(x_{\text{PE}}^{\pm}, x_{\text{IB}}^{\pm})$ est utilisée comme distribution de probabilité pour un couple $(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-)$ donné. La méthode d'acceptation-rejet est utilisée pour distribuer aléatoirement les $x_{\text{IB}}^{\pm}$ suivant la fonction S . Il s'agit d'une technique de Monte Carlo qui sera discutée au chapitre suivant. Les difficultés liées à la création d'une fonction de proposition adaptée pour chaque cas seront discutées dans le chapitre suivant, tout comme les autres difficultés numériques. Notre objectif est de générer toutes les variables le long de l'échelle, les $x_{\text{IB}}^{\pm}$ ainsi produits seront utilisés par la suite pour la génération des p_{LOB} dans le processus Brn.

Test du nouveau Monte-Carlo pour les $x_{\text{IB}}^{\pm}$

La partie du code (subroutine) qui génère aléatoirement les variables $x_{\text{IB}}^{\pm}$ va être testée avant d'être implémentée dans la génération d'événements. Pour chaque couple $(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-)$, nous faisons appel à cette subroutine qui nous retourne un couple $(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-)$. Nous traçons alors les spectres en nombre d'échelles semi-dures pour l'ancien et le nouveau Monte-Carlo afin de valider la procédure. La Figure 5.22 présente ce spectre en fonction de x_{PE}^+ en dessus et en fonction de x_{IB}^+ en dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommée sur les émissions. En trait plein rouge : test (A). Étoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Étoiles vertes : nouveau Monte-Carlo. Nous voyons que la distribution avec le nouveau Monte-Carlo rejoint la distribution pour l'ancien Monte-Carlo. L'écart à la courbe analytique s'explique par la forme de la distribution en x_{PE}^+ . La validité de ce texte se confirme

si l'on regarde en détail les différentes conditions d'émission. Le graphe sans aucune radiation d'état initial est représenté par la Figure 5.23, le cas avec émission, du seul côté + sur la Figure 5.24, le cas avec émission, du seul côté – sur la Figure 5.25 et le cas avec émission des deux côtés sur la Figure 5.26. À chaque fois, le nouveau Monte-carlo s'accorde avec l'ancien Monte-Carlo. Nous pouvons désormais implémenter cette procédure dans la génération d'événements pour remplacer définitivement l'ancien Monte-Carlo.

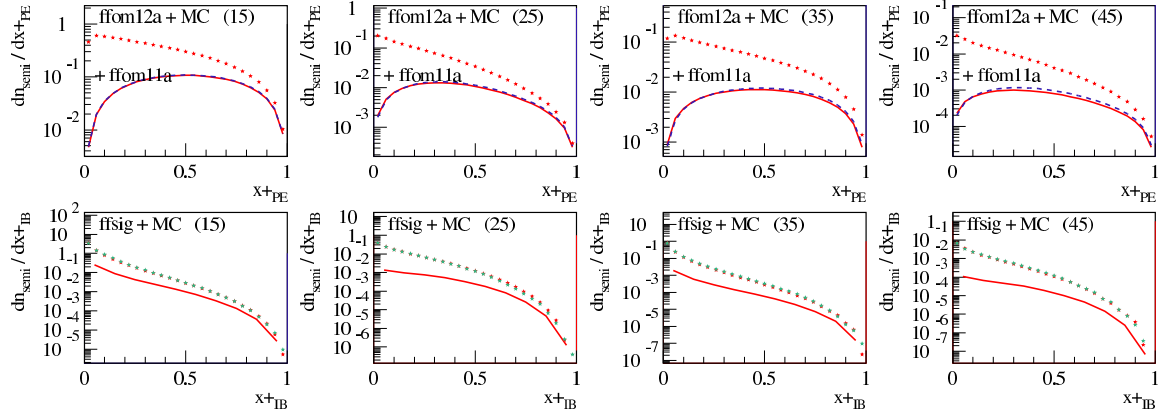


FIG. 5.22 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions. (graphique du bas) pour EPOS 1.99. En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.

Implémentation dans EPOS

L'implémentation de ce nouveau Monte-Carlo dans la génération d'événements est primordiale pour pouvoir générer des événements avec des coupures. Cette génération aléatoire des $x_{IB}^\pm$ suivant le bloc S permet d'avoir un accès direct aux $x_{IB}^\pm$, et donc éventuellement d'appliquer une coupure pour ne générer les $x_{IB}^\pm$ que dans une région choisie. La procédure initiale ne le permettait pas car pour générer les $x_{IB}^\pm$ il fallait générer toutes les variables le long de l'échelle sans avoir de contrôle sur le résultat final.

La difficulté de l'implémentation dans EPOS réside dans le fait que l'on ne doit plus uniquement générer les variables $x_{IB}^\pm$ sur lesquelles nous nous concentrons, mais également toutes les autres grandeurs utilisées par le programme comme par exemple la saveur des quarks, les connexions de couleurs pour pouvoir réaliser les cordes par la suite, les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules produites,

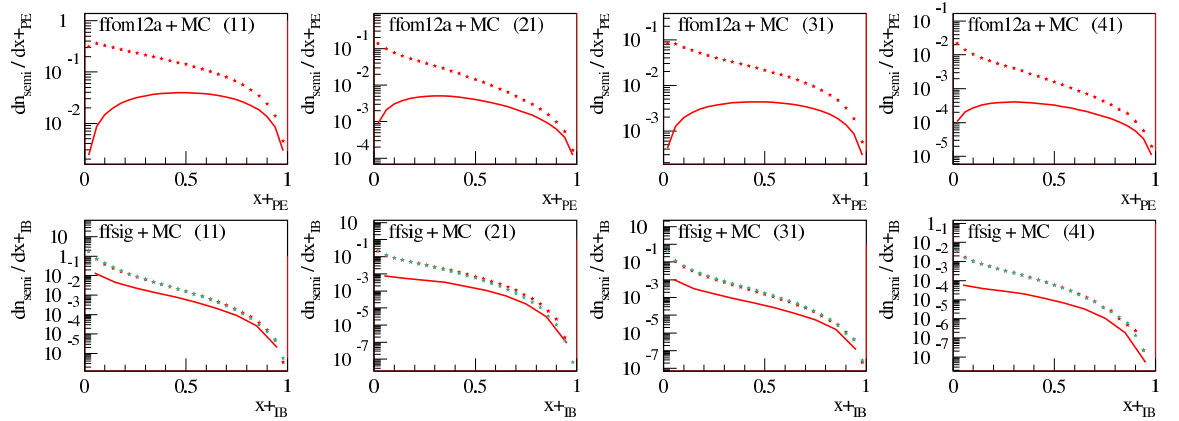


FIG. 5.23 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (41), dans le cas sans émission. (graphique du bas) pour EPOS 1.99. En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.

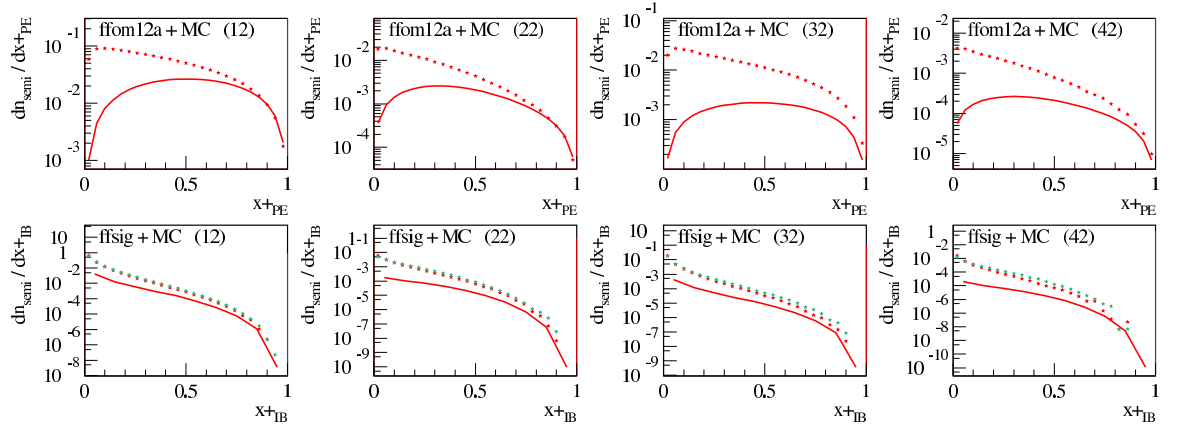


FIG. 5.24 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.99. (graphique du bas) En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.

la conservation d'énergie ... Il faut que le nouveau Monte-Carlo communique parfaitement avec le reste du programme. Plus de détails sur le fonctionnement du nouveau Monte-Carlo et de son implémentation dans EPOS se trouve dans l'annexe ??.

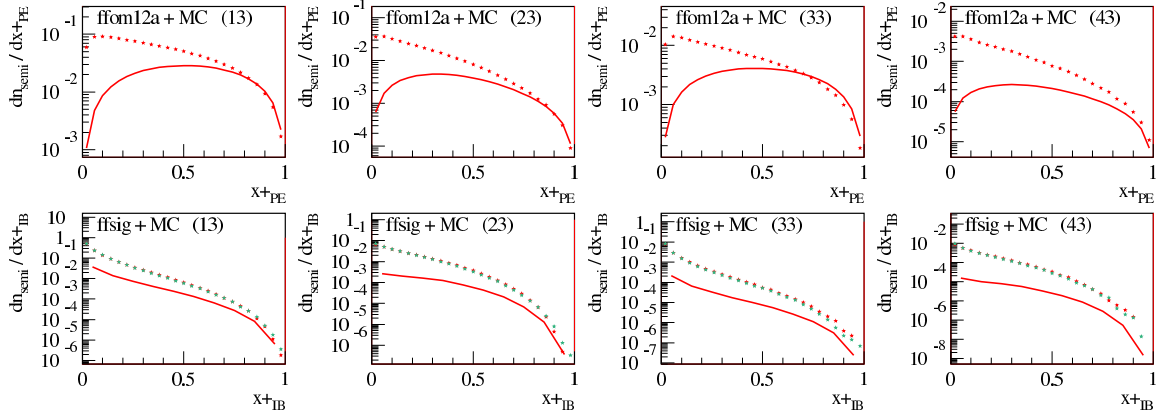


FIG. 5.25 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.99.(graphique du bas) En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.

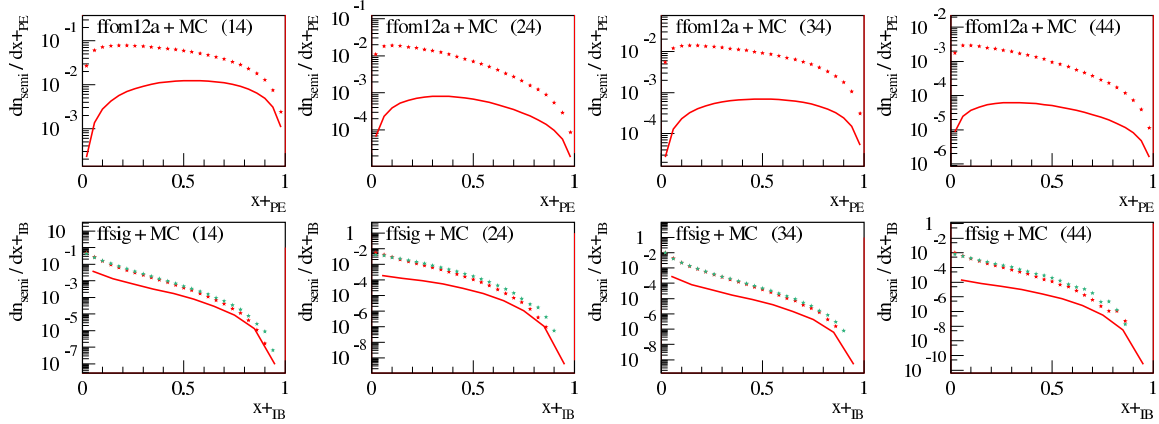


FIG. 5.26 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.99. (graphique du bas) En trait plein rouge : test (A). Etoiles rouges : ancien Monte-Carlo. Etoiles vertes : nouveau Monte-Carlo.

Radiation d'état initial

Avec ce nouveau Monte-Carlo, nous déterminons d'abord s'il y a ou non des radiations d'état initial d'un côté et de l'autre de l'échelle, ce qui nous permet

ensuite de déterminer directement les $x_{\text{IB}}^{\pm}$. Ainsi, les $x_{\text{IB}}^{\pm}$ tiennent compte d'éventuelles radiations le long de l'échelle. Cependant, pour le moment ces radiations ne sont plus explicitement faites et les partons issues des gerbes de ces radiations ne sont plus pris en compte dans la création de cordes.

Malgré tout, la démarche reste valide pour la détermination des $x_{\text{IB}}^{\pm}$, on tient compte de ces éventuelles radiations. Elles sont prises en compte même si elles ne sont pas faites explicitement. La production explicite des radiations d'état initial est une amélioration qu'il faudra par la suite mettre en place.

5.4.2 Monte-Carlo pour les $p_{\perp\text{OB}}$

Pour éventuellement avoir directement accès aux $p_{\perp}$ des partons produits depuis les $x_{\text{IB}}^{\pm}$, on peut faire la génération des $p_{\perp\text{OB}}$ en se fondant sur l'équation (5.31). À partir de cette équation, on peut, avec le même démarche que pour S , établir $P(x_{\text{IB}}^{\pm}, p_{\perp\text{OB}})$ comme distribution de probabilité des $p_{\perp\text{OB}}$. Le résultat est présenté sur la Figure 5.27 qui présente le spectre en $p_{\perp\text{OB}}$ sommé sur tous les types d'échelle et sur tous les cas d'émission. En trait plein rouge : test fondé sur l'équation 5.31, étoile rouge : l'ancien Monte-carlo, en points bleus : le nouveau Monte-Carlo. Cette génération directe des $p_{\perp\text{OB}}$ n'en est qu'au développement, elle n'est pas encore implémentée dans la génération d'événements d'EPOS. À ce stade, la génération des $p_{\perp\text{OB}}$ avec les gerbes associées à ces deux partons sont effectuées comme dans l'ancienne version.

5.5 Génération d'événements avec sélection

Nous avons présenté la structuration en bloc indépendant, structure essentielle pour mettre en évidence des points d'accès directs à différents niveaux de l'échelle. Nous avons présenté des tests internes validant la méthode. Sur la base de ce travail, nous avons discuté l'implémentation d'un nouveau Monte-Carlo. Il ne nous reste plus qu'à appréhender l'implémentation de sélections. Notre but étant de pouvoir générer rapidement des événements rares.

5.5.1 Prospection : quelle type de sélections ?

Pour effectuer des sélections sur le type d'événements qui nous intéresse, nous pouvons envisager plusieurs variables sur lesquelles nous pourrions adapter notre méthode. Si nous souhaitons nous focaliser sur les hauts $p_{\perp}$, nous pouvons envisager une sélection sur les $x_{\text{IB}}^{\pm}$ ou même une sélection directement sur les $p_{\perp\text{OB}}$ si cette dernière procédure peut être implémentée dans la génération d'événements. Si l'élément particulier que l'on souhaite étudier est un sous-processus dur particulier, il faudra investiguer une coupure sur l'élément de matrice.

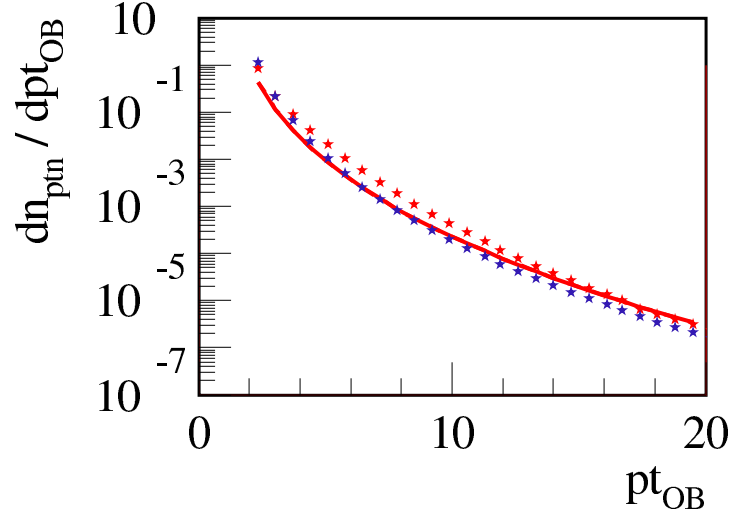


FIG. 5.27 – Spectre en $p_{\perp OB}$ sommé sur tous les types d'échelle et sur tous les cas d'émission pour EPOS 1.99. En trait plein rouge : EPOS analytique, étoiles rouges : l'ancien Monte-carlo, en points bleus : le nouveau Monte-carlo.

Sélection suivant x_{IB}

La Figure 5.28 illustre la relation entre le produit $x_{IB}^+ * x_{IB}^-$, qui caractérise l'énergie disponible à l'entrée dans le sous-processus dur, et le $p_{\perp OB}$. Y est tracé la contribution des différentes zones en $x_{IB}^+ * x_{IB}^-$ au spectre en $p_{\perp OB}$. Nous comprenons alors que lorsque le produit $x_{IB}^+ * x_{IB}^-$ est très petit, le $p_{\perp OB}$ sera petit. Lorsque $x_{IB}^+ * x_{IB}^-$ est plus grand, il y aura plus de chance de produire un plus grand $p_{\perp OB}$. Le produit $x_{IB}^+ * x_{IB}^-$ agit comme une limite supérieure pour la production de $p_{\perp OB}$. Une sélection sur des forts produits en entrée va considérablement augmenter les chances de produire de fort $p_{\perp OB}$ en sortie, et va surtout éliminer tous les cas qui ne contribue pas à la zone en $p_{\perp OB}$ recherchée.

Sélection suivant $p_{\perp}$

Une sélection complémentaire est envisageable sur les $p_{\perp OB}$ directement. La sélection sur les x_{IB} permet de produire plus facilement des hauts $p_{\perp OB}$ en éliminant les couples (x_{IB}^+, x_{IB}^-) qui ne contribuent pas dans ce domaine de $p_{\perp}$. Cependant, les couples (x_{IB}^+, x_{IB}^-) générés contribuent sur tout le spectre en jusqu'à une valeur limite $p_{\perp}$, donc également dans une zone en bas $p_{\perp}$ qui ne nous intéresse pas, comme on peut le voir sur la Figure 5.28. La solution à ce problème est la sélection

complémentaire sur les $p_{\perp\text{OB}}$.

Il n'est pas possible de mettre en place une sélection directement sur $p_{\perp\text{OB}}$ en s'affranchissant d'une sélection sur $x_{\text{IB}}^{\pm}$. En effet, La Figure 5.28 nous indique qu'une très grande partie des couples $(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-)$ ne contribuent qu'à très bas $p_{\perp}$. Si l'on appliquait une coupure en $p_{\perp}$ trop importante sur ce couple (quelques GeV), il n'aurait aucune contribution à fournir et l'événement serait finalement rejeté, ce qui augmenterait le temps de calcul final. Pour être efficace, il est donc nécessaire d'appliquer une coupure en $p_{\perp\text{OB}}$ sur des couples choisis avec une coupure.

Sélection du sous-processus dur

Jusqu'à présent, les sélections envisagées permettent de générer des hauts $p_{\perp}$ rapidement. Il peut également être nécessaire de se focaliser sur un type de sous-processus en particulier (comme la production de photons ou de quarks c). Cette sélection peut être envisagée dans le bloc K . En fonction des partons entrant dans le sous-processus dur, on peut déterminer une probabilité pour chaque processus potentiel. On peut envisager d'augmenter artificiellement la probabilité d'un processus pour le forcer. Ce qu'il faudra corriger par la suite. Il ne faudra cependant pas négliger que tous les couples de partons à l'entrée du sous-processus dur ne peuvent pas donner toutes les réactions possibles du tableau 4.1 du fait de la conservation des nombres quantiques. Il faudra donc envisager une éventuelle pré-sélection à l'entrée dans le sous-processus dur.

5.5.2 Discussion de la méthode des sélections

Pour être en mesure de réaliser des sélections dans la génération d'événements il est nécessaire de mettre en place des Monte-Carlo pour la production des variables, structurés en blocs indépendants pour avoir un accès direct aux variables de l'échelle. Cette structuration est fondamentale pour pouvoir produire des x_{IB} sans avoir à traiter chaque radiation de l'état initial.

Cette démarche étant testée et validée, nous pouvons désormais envisager d'implémenter des sélections. La procédure est la suivante :

1. Un événement standard est pris ;
2. Dans cet événement : une échelle standard est prise ;
3. Les $x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-$ déterminés par le MC usuel sont pris ;
4. La procédure pour générer les $x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-$ est modifiée. On utilise le nouveau MC fondé sur le bloc S . On impose une coupure : $x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^- > C_x$ ce qui force la production de forts produits $x_{\text{IB}}^+ x_{\text{IB}}^-$ à l'entrée du sous-processus durs et ainsi augmentent les chances de produire de forts $p_{\perp}$;

5. La procédure pour générer les $p_{\perp\text{OB}}$ est modifiée. Une coupure $C_{p_{\perp}}$ est appliquée pour forcer la production de forts $p_{\perp\text{OB}}$ sur des couples $(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-)$ sélectionnés à l'étape d'avant qui contribue dans cette zone en $p_{\perp}$;
6. Un poids est attribué à l'ensemble de l'événement.

Grâce aux efforts apportés pour la structuration en blocs indépendants, la mise en évidence de distributions de probabilités des variables le long de l'échelle, la génération de ces variables avec une coupure est très simple. En pratique, x_{IB}^+ est généré sans modification et pour x_{IB}^- , il suffit de changer le paramètre x_{IBmin}^- par C_x/x_{IB}^+ dans la procédure Monte Carlo où un $x_{\text{IB}i}^-$ est proposé dans un intervalle $[x_{\text{IBmin}}^-, x_{\text{IBmax}}^-]$. Ceci est possible également grâce aux efforts pour l'automatisation de la procédure Monte Carlo, ce qui sera discuté dans le chapitre suivant. La génération avec sélection ne représente pas une charge de travail supplémentaire, elle est quasi-automatique grâce aux efforts passés sur le travail antérieur.

Le poids permet de rappeler que nous avons forcé la production de ces particules. Le poids total, ω , attribué à l'événement provient des deux poids issus des deux coupures successives : sur $x_{\text{IB}}^{\pm}$ et sur $p_{\perp\text{OB}}$:

$$\omega = \omega_x * \omega_p \quad (5.42)$$

avec ω_x le poids issu de la coupure sur la sélection des $x_{\text{IB}}^{\pm}$:

$$\omega_x = \frac{1}{\int_{C_x}^1 S(x_{\text{PE}}^{\pm}, x_{\text{IB}}^{\pm})} \quad (5.43)$$

et ω_p , le poids obtenu lors de la coupure sur la sélection des $p_{\perp\text{OB}}$:

$$\omega_p = \frac{1}{\int_{C_{p_{\perp}}}^1 P(x_{\text{IB}}^{\pm}, p_{\perp\text{OB}})} \quad (5.44)$$

Finalement, cette procédure modifiée doit donner le même résultat que la procédure non-modifiée avec beaucoup de statistiques.

Avec ce traitement, la production de particules n'est pas changée, tous les partons produits par l'échelle sont connectés aux cordes comme décrits précédemment.

Le point fort de la méthode que j'ai présentée dans ce chapitre est qu'elle conserve intégralement les interactions multiples implémentés dans EPOS. C'était un point crucial que nous avons motivé. La méthode des blocs indépendants dans EPOS nous permet d'avoir un certain contrôle sur les différentes étapes de la production de partons le long d'une échelle semi-dure, comme dans des générateurs d'événements fondés sur le modèle des partons. Sans pour autant perdre ce qui

fait la force d'EPOS à savoir les interactions multiples et la production des aspects mous et des aspects durs dans le même événement.

Finalement, la séparation en deux étapes distinctes de la génération d'échelles, d'abord le nombre d'échelles et les caractéristiques globales puis le traitement interne des échelles, associée à la nouvelle philosophie du traitement interne fondée sur une structuration en blocs indépendants généralise le fonctionnement d'EPOS et le rend modulable pour des changements futurs.

5.6 Collision pp à d'autres énergies

Il a jusqu'à présent été question de collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Nous allons dans cette section discuter d'autres énergies et présenter des prédictions pour le LHC.

5.6.1 Collision pp aux énergies Tevatron

Le collisionneur Tevatron au Fermilab réalise des collisions pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Même si ce collisionneur n'est pas dédié à l'étude du QGP, il est très intéressant car il permet une transition en énergie pour les collisions pp entre les 200 GeV du RHIC et les énergies LHC (5.5, 10 et 14 TeV).

La Figure 5.29 présente les résultats du test analytique d'EPOS à cette énergie. Les mêmes graphiques que dans la section 5.3.1 sont présentés avec pour les graphes du bas les tests A, B et C sommés sur les émissions. Lorsque l'on augmente en énergie, les tests analytiques internes au modèle sont toujours concluants : les trois tests A, B et C se superposent. La valeur de l'intégrale des courbes en x_{PE} et x_{IB} est la même : le nombre de pomerons semi-durs est le même suivant les différentes variables de l'échelle. C'est ce qui est attendu. La démarche est généraliste et peut être utilisée à n'importe quelles énergies. Les autres graphes pour différents cas d'émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle sont présentés dans l'annexe B. Nous allons discuter maintenant les énergies LHC.

5.6.2 Collision pp aux énergies LHC

Nous allons considérer une partie des énergies pouvant potentiellement faire l'objet d'un programme de collisions pp au LHC. L'énergie la plus importante est 14 TeV, soit l'énergie maximale pouvant être atteinte par la machine. Une première prise de données est envisagée à 10 TeV. 5.5 TeV correspond à l'énergie des collisions d'ions lourds. Nous ne discuterons pas 900 GeV, compris entre 200 GeV et 1.8 TeV. Nous allons présenter uniquement les graphes correspondant à la somme sur toutes les émissions. Les graphiques qui détaillent les différentes

possibilités d'émission d'un côté ou de l'autre de l'échelle sont présentés dans l'annexe B.

La Figure 5.30 présente le résultat du test analytique avec les trois tests A, B et C pour une collision pp à $\sqrt{s}=5.5$ TeV sommée sur les émissions. Les différents cas avec émissions ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle sont présentés dans l'annexe B. Lorsque l'énergie augmente encore pour atteindre les énergies LHC, la démarche reste valide : les trois tests sont superposés. Cette énergie est présentée car elle correspond à l'énergie prévue dans les collisions Pb-Pb.

Les deux graphiques 5.31 et 5.32 présentent encore les mêmes graphiques pour 10 et 14 TeV. Là encore, la démarche est un succès et valide l'utilisation de la méthode pour toutes les énergies. Les graphiques complémentaires sont présentés dans l'annexe B.

La méthode fondée sur l'expression de blocs indépendants fonctionne pour les collisions pp quelle que soit l'énergie de la collision. On peut donc étendre la méthode de sélection à toutes les énergies. Intéressons nous maintenant à d'autres systèmes à savoir les ions lourds.

5.7 Collisions d'ions lourds

Dans cette section, « ions lourds » fera référence aux collisions du RHIC : Au-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV et aux collisions LHC : Pb-Pb à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Dans EPOS, le passage des collisions proton-proton aux collisions d'ions lourds se fait par une généralisation de la notion d'échelle comme discuté dans la section 3.1.5, avec l'aspect d'écrantage. Ainsi, le traitement interne d'une échelle est strictement identique à proton-proton (c'est la même procédure). Ce qui est modifié, c'est le nombre d'échelles et la valeur des x_{PE} à l'entrée de l'échelle.

Dans la procédure d'EPOS pour générer des échelles, la procédure qui détermine les variables internes est découplée de celle qui détermine les variables d'entrée dans l'échelle. Ainsi, dans EPOS, la nouvelle procédure pour le traitement interne est automatiquement applicable aux collisions d'autres systèmes que proton-proton, tels que les ions lourds. Pour les ions lourds, EPOS gère la distribution des x_{PE} à l'entrée de l'échelle. Dans ce cas, cette distribution sera différente de la distribution pp à la même énergie due, entre autre, aux effets d'écrantage. Cette distribution influencera alors la distribution en x_{IB} comme discuté dans le cas pp pour le test semi-analytique. Mais la procédure utilisée pour le traitement interne est strictement la même. Le travail que nous avons développé pour les collisions proton-proton, collisions élémentaires, est directement applicable sans nécessiter de travail supplémentaire.

En conclusion, pour une application au LHC et des études potentielles de jets de haute impulsion transverse, il était nécessaire de développer dans EPOS une méthode pour la production directe de particules de hauts $p_{\perp}$. Dans ce chapitre, j'ai développé une méthode fondée sur la structuration d'une échelle individuelle en bloc indépendant (E et K). Ce formalisme m'a permis d'exprimer les distributions de probabilité (N , S , et P) de diverses variables de l'échelles (x_{PE} , x_{IB} , $p_{\perp\text{OB}}$). À partir de ces distributions de probabilité, j'ai pu construire des Monte-Carlo permettant la distribution aléatoire des variables concernées suivant leurs distributions de probabilités respectives. Ce qui m'a finalement permis de modifier ces procédures dans le but de forcer la production de haut $p_{\perp}$. Ceci est réalisé en effectuant une première coupure sur les couples x_{IB} à l'entrée de l'échelle : pour ne produire que des couples qui contribuent dans la région en $p_{\perp}$ désirée. Puis à partir de cette sélection, une deuxième est établie sur la production du $p_{\perp}$ directement. Cette double sélection est nécessaire pour une meilleure efficacité de la procédure. Une coupure sur le sous-processus mis en jeu est à l'étude. Un point que nous nous sommes contenté de mentionner jusqu'à présent concerne les difficultés techniques rencontrées tout au long de ce chapitre. Cette problématique fait l'objet du chapitre suivant.

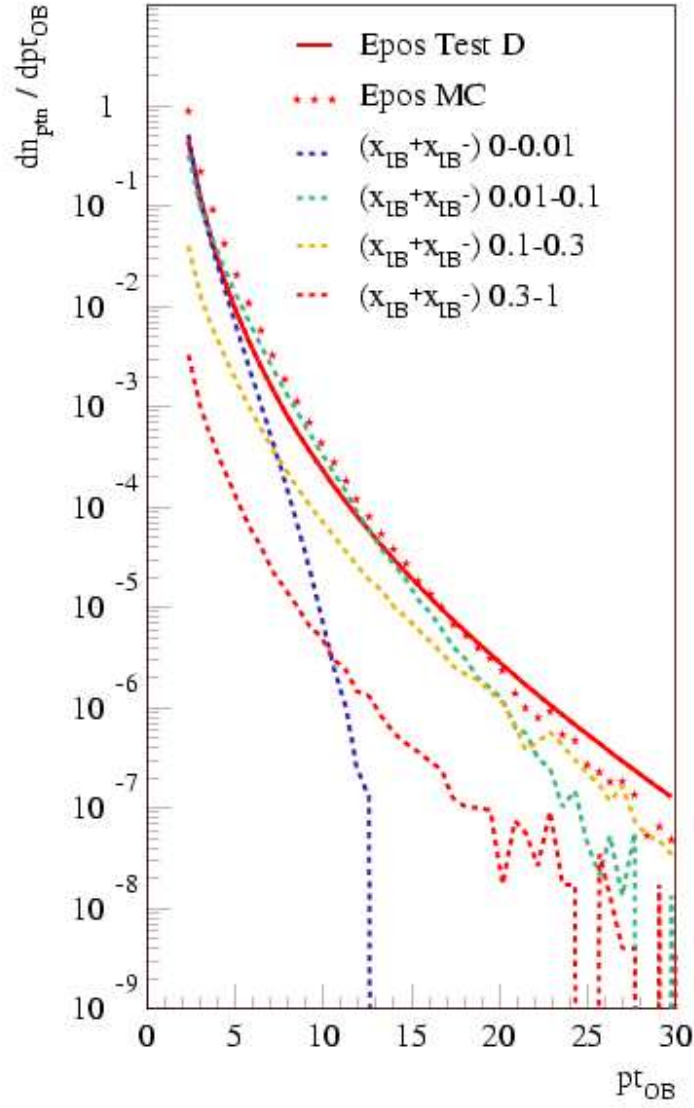


FIG. 5.28 – Contribution des différentes zones en $x_{IB}^+ * x_{IB}^-$ au spectre en $p_{\perp OB}$. $x_{IB}^+ * x_{IB}^- < 0.01$ contribue uniquement aux très petits $p_{\perp}$. Plus le produit augmente, plus il contribue au spectre pour des $p_{\perp OB}$ plus grands.

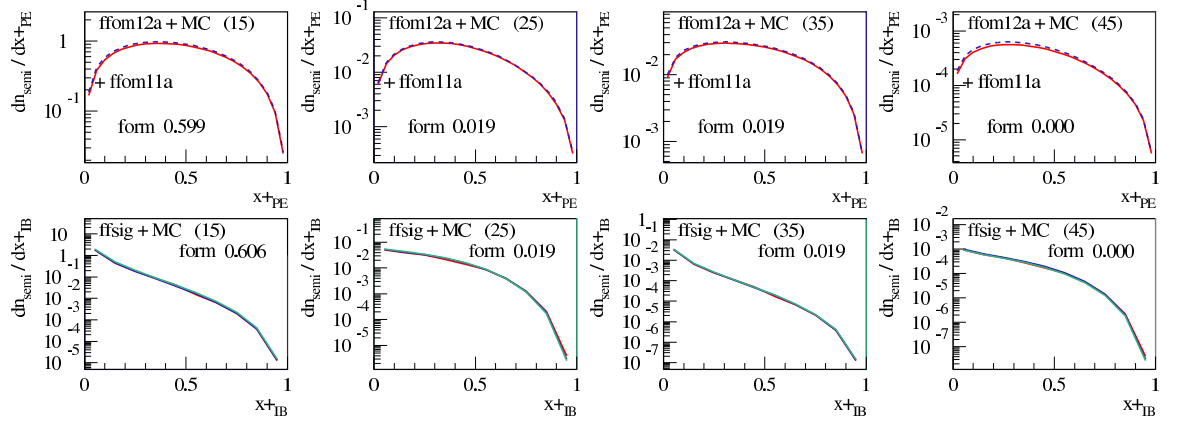


FIG. 5.29 – Nombre d'échelle semi-dure en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

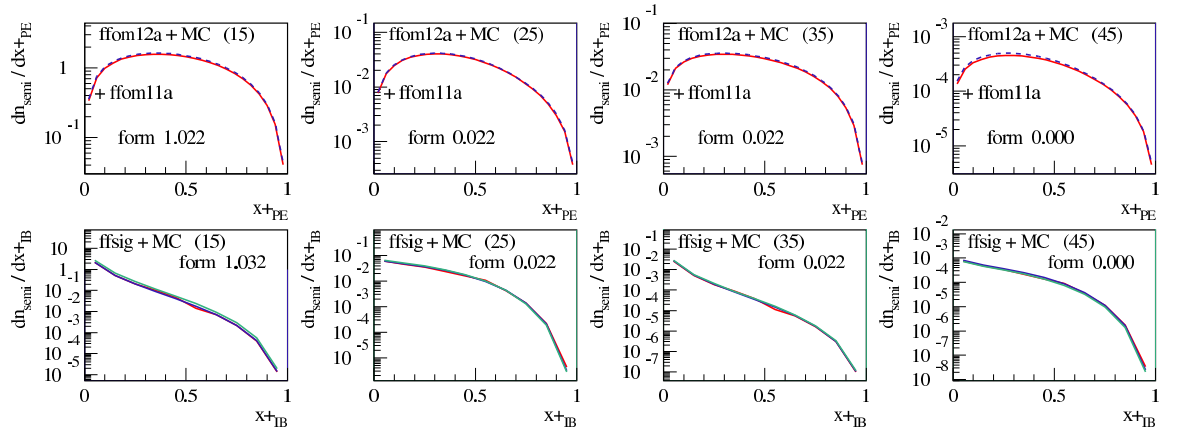


FIG. 5.30 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

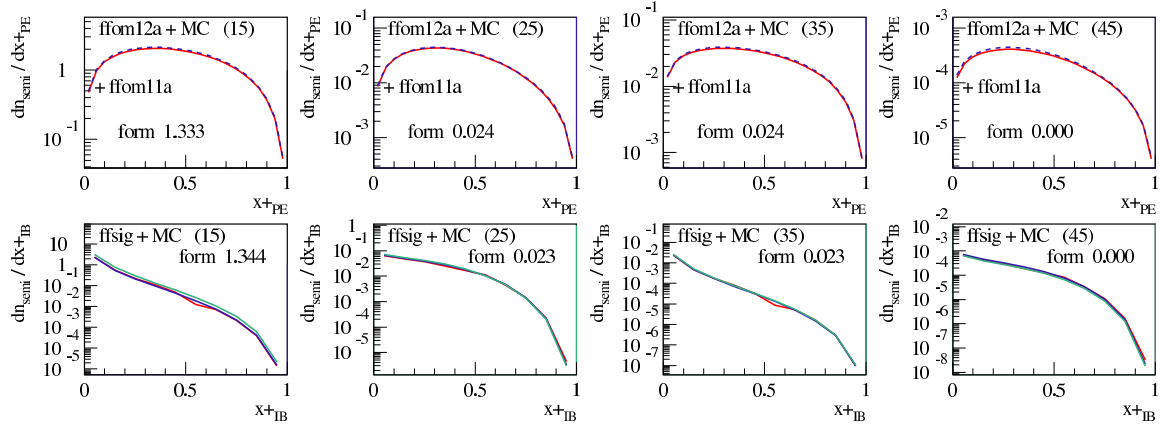


FIG. 5.31 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 10$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

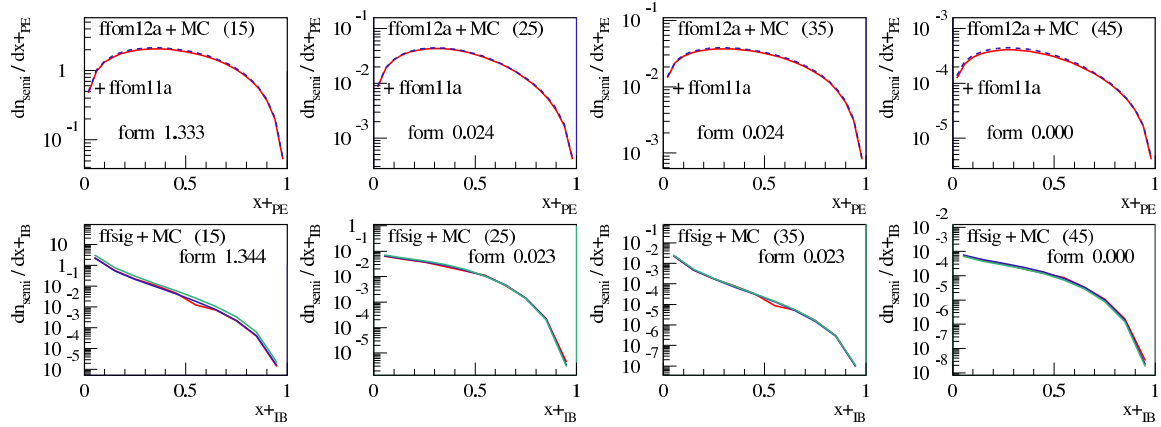


FIG. 5.32 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (15), val-sea (25), sea-val (35) et val-val (45), sommé sur les émissions pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

Chapitre 6

Aspect technique : le numérique

*Il y a 10 types de personnes dans le monde :
ceux qui comprennent le binaire et les autres*
Inconnu

Une des grandes difficultés de cette thèse concerne l'utilisation nécessaire des techniques numériques pour améliorer les temps de calcul. En effet, EPOS est un générateur d'événements, l'utilisation que l'on en fait n'est pas de produire un seul calcul théorique, mais d'être capable de générer rapidement des événements de façon à obtenir suffisamment de statistiques dans un temps CPU raisonnable. Une attention particulière est donc portée aux techniques numériques employées pour réduire au maximum les temps de calculs sans perdre en efficacité et en justesse.

6.1 Techniques d'intégration de Gauss

Les intégrales sont très nombreuses dans EPOS, c'est la méthode d'intégration de Gauss-Legendre qui est utilisée car elle est rapide et efficace. Elle utilise la somme pondérée de différents points de la fonction. Nous allons d'abord décrire le fonctionnement général de la quadrature de Gauss et de la méthode de Gauss-Legendre, nous présenterons ensuite des limitations à cette méthode, puis nous finirons sur les difficultés d'application aux fonctions d'EPOS.

6.1.1 Fonctionnement de la quadrature de Gauss

Les méthodes de quadrature sont des approximations de la valeur numérique d'une intégrale. L'intégrale est remplacée par une somme pondérée prise en un certain nombre de points du domaine d'intégration. La méthode de quadrature de Gauss est une méthode exacte pour un polynôme de degré $(2n - 1)$ avec n points pris sur le domaine $[A, B]$:

$$I = \int_A^B f(x)\bar{\omega}(x)dx \approx \sum_{i=1}^n \omega_i f(x_i)$$

avec $\bar{\omega}(x) : [A, B] \rightarrow \mathbb{R}_+$, une fonction de pondération. Les ω_i sont des coefficients de quadratures (ou poids). Les points x_i (ou noeuds) sont les racines de polynômes orthogonaux. Les poids et les noeuds sont choisis pour obtenir le degré d'exactitude le plus grand possible.

Dans EPOS, toutes les intégrales que j'ai eu à traiter sont réalisées avec la quadrature de Gauss-Legendre :

$$\begin{aligned} [A, B] &= [-1, 1] \\ \bar{\omega}(x) &= 1 \end{aligned}$$

Les polynômes utilisés sont des polynômes de Legendre.

6.1.2 Difficulté liée à l'utilisation de la méthode d'intégration de Gauss

Cette méthode d'intégration est puissante et efficace dans le sens où elle permet de réaliser une intégration avec une simple somme pondérée des points de la fonction. Plus on souhaite avoir une intégrale précise et plus on utilisera de points. Cependant, l'utilisation de cette méthode nécessite une bonne compréhension de la fonction que l'on cherche à intégrer. En effet, la méthode est efficace si la fonction est relativement monotone. Si, au contraire, la fonction présente des particularités topologiques, l'intégrale risquera d'être une mauvaise approximation. La Figure 6.1 présente l'exemple d'une fonction particulière avec un pic. La distribution des noeuds (x_i) ne donnent pas de point sur le pic, dans ce cas, la valeur de l'intégrale sera sous estimée. Pour remédier à ce type de problèmes, il y a toujours la possibilité de séparer l'intégrale sur trois intervalles distincts et de faire la somme. On voit ici qu'il est nécessaire de connaître les fonctions que l'on cherche à intégrer pour éviter des problèmes de ce genre. Il ne faut en aucun cas appliquer ce type de méthode « les yeux bandés ». De la même façon, si la pente de la courbe est trop importante, les noeuds sont trop espacés et la valeur de l'intégrale est sous-estimée. C'est un problème qui est fréquemment rencontré dans les fonctions d'EPOS. Une solution est l'utilisation de changement de variables.

Pour rendre la pente d'une fonction plus douce pour améliorer l'efficacité de l'intégration, on peut effectuer des changements de variables adaptées. Cela nécessite de connaître l'évolution de la fonction à intégrer pour effectuer un changement de variable judicieux. Il faudra corriger l'intégrale avec les coefficients issus de ce changement de variables. Pour les intégrales sur des fonctions, du type de la fonction S , dont la contribution principale à l'intégrale concerne les faibles valeurs de

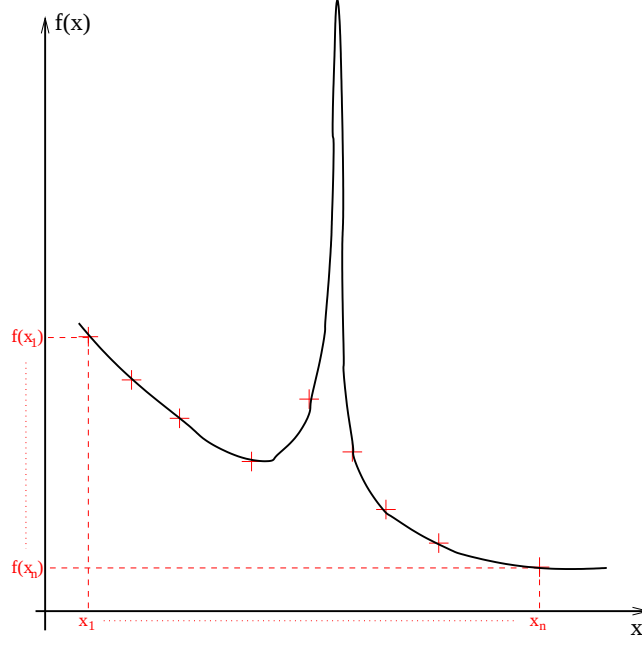


FIG. 6.1 – Illustration d'un échec de la méthode d'intégration de Gauss-Legendre : dû à la distribution des noeuds, la valeur de l'intégrale est sous-estimée.

la variable d'intégration, on choisira un changement de variable du type :

$$x = x_{\min} \left(\frac{x_{\max}}{x_{\min}} \right)^{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}x_G}$$

$$dx = \frac{1}{2} x \ln \left(\frac{x_{\max}}{x_{\min}} \right) dx_G$$

avec x_G la variable donnée par l'intégration par Gauss. Ce changement de variable maximise les points dans la zone où la fonction prend les valeurs les plus fortes.

Pour l'intégrale $\int dx_{\text{PE}}^{\pm} N * S$ pour le test C, le changement utilisé est :

$$x = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}x_{\min} + \frac{1}{2}x_G(1 - x_{\min}) \right)^{\frac{1}{1+\beta+\delta}}$$

$$dx = \frac{1}{2}(1 - x_{\min}) \left(\frac{1}{1 + \beta + \delta} \right) \left(\frac{1}{x^{\beta+\delta}} \right)$$

avec β et δ des constantes d'EPOS utilisées dans N [154].

Pour l'intégration sur t est utilisé :

$$t = \frac{2t_{\min}}{1 + \frac{t_{\min}}{t_{\max}} - x_G(1 - \frac{t_{\min}}{t_{\max}})}$$

$$dt = \frac{1}{2}t^2 \left(\frac{1}{t_{\min}} - \frac{1}{t_{\max}} \right) dx_G$$

Ce sont les principaux changements de variables impliqués dans ce travail de thèse. Les autres changements de variables utilisés dans EPOS sont disponibles dans [154]. D'une façon générale, ils sont fondés sur la forme dominante de la fonction et demande donc une connaissance approfondie de la fonction à intégrer.

6.2 Tabulation/interpolation

Bien que la méthode d'intégration de Gauss soit efficace, lorsque beaucoup d'intégrales sont en jeu dans une fonction, cela peut rendre l'appel à cette fonction assez lent. Ainsi, les fonctions $f_{\pm}^{M,i}$ et $E^{M,i}$, qui sont des produits de convolutions des fonctions qui les composent, sont tabulées la première fois que la fonction est rencontrée. Ensuite, à chaque appel, la valeur de la fonction est déterminée par une interpolation polynomiale de la tabulation. Nous allons discuter cette problématique dans cette section. Dans un premier temps, nous définirons les notions de bases de l'interpolation polynomiale. Ensuite nous discuterons des difficultés qu'une telle méthode peut présenter et les solutions apportées au cas particulier d'EPOS.

6.2.1 Interpolation polynomiale : principe

En analyse numérique, l'interpolation polynomiale est une technique permettant l'interpolation d'un ensemble discret de points par un polynôme. La version de base est l'interpolation Lagrangienne où on impose que le polynôme passe par tous les points donnés. Étant donné un ensemble de $n + 1$ points (x_i, y_i) , il existe un seul polynôme p de degré n au plus qui vérifie :

$$p(x_i) = y_i, i = 0, \dots, n$$

L'interpolation Newtonienne permet d'obtenir le polynôme de Lagrange comme combinaison linéaire de polynômes de la base newtonienne. Les coefficients sont calculés de façon itérative avec, pour $n + 1$ points :

$$n_j(x) = \prod_{i=0}^{j-1} (x - x_i), j = 0, n$$

$$\sum_{i=0}^j a_i n_i(x_j) = y_j, j = 0, n$$

On détermine $j = 0$ en premier, ce qui donne a_0 . Le calcul de a_1 s'obtient à partir du calcul de a_0 et ainsi de suite.

C'est cette méthode qui est utilisée dans EPOS pour interpoler les fonctions tabulées. Pour réaliser l'interpolation, on prend un ensemble de trois points autour du point à interpoler ($n = 2$). L'utilisation de polynôme de degré supérieur n'est pas forcément pertinente car il présentera beaucoup de variations.

6.2.2 Importance de l'interpolation : échec de l'ancienne interpolation pour $f_{\pm}$

Comme toujours quand il s'agit de techniques numériques, le cas d'école est relativement simple, c'est l'application au cas particulier qui nous intéresse qui est difficile. Prenons l'exemple des distributions en x_{IB} , discutées au chapitre précédent : $f_{\pm}$:

$$f_{\pm}^{M,i} = \sum_i F_{\pm} \otimes E^{M,i} \quad (6.1)$$

Le test (A), de la section 5.3, était le seul test de référence et à ce moment là, le Monte Carlo ne rejoignait pas le test inclusif pour les forts x_{IB} , ce qui était un échec de la procédure MC comparée au test. Il s'est avéré que EPOS fonctionnait correctement, le problème provenait de l'interpolation des fonctions $f_{\pm}$ de l'équation (5.28).

D'un point de vue technique, dans le programme :

$$f_{\pm} = \text{fpartone}(x, q, j, je, ji)$$

avec x qui correspond à la variable z de l'équation (5.16), q est l'échelle de virtualité, j correspond au type du parton (-1 : quark de la mer, 0 : gluon, 1 : u valence, 2 : d valence), je correspond au type d'émission (0 : sans émission, 1 : avec émission) et ji est le type du parton initial (1 : quark ou gluon de la mer, 2 : quark de valence). Pour la tabulation, un pas logarithmique était utilisé avec 10 points ($k_{\text{max}} = 10$) :

Pour $k = 1, k_{\text{max}}$

$$x = x_{\text{min}} \left(\frac{x_{\text{max}}}{x_{\text{min}}} \right)^{\frac{k-1}{k_{\text{max}}-1}}$$

Suivant cette échelle logarithmique, le pas variable se répartit comme :

$$x = \{5 * 10^{-5}, 1.5 * 10^{-4}, 4.5 * 10^{-4}, 1.35 * 10^{-3}, 4.07 * 10^{-3}, \\ 0.012, 0.036, 0.11, 0.33, 1\}$$

En effet, la fonction étant très piquée à petit x_{IB} , il fallait des points rapprochés pour l'interpoller convenablement. La forme de la fonction $f_{\pm}$ est illustrée sur la Figure 6.2. Suivant cette interpolation logarithmique, pour la zone entre $x = 0.33$ et $x = 1$, il n'y avait pas de point. Toute cette zone était donc interpolée avec ces seuls deux points, conduisant ainsi à une interpolation désastreuse pour les $x_{\text{IB}} > 0.5$. Pour l'interpolation suivant q , le même pas logarithmique est utilisé, ce qui convient car la fonction évolue peu en q .

Si les fonctions $f_{\pm}$ n'étaient que de simples tests internes pour les développeurs, cela pouvait être négligeable. Mais pour le projet de cette thèse, où les blocs indépendants et la structuration des distributions de probabilité sont primordiales,

cette interpolation n'était pas satisfaisante. Cette exemple illustre l'importance d'accorder un certain temps au développement d'interpolation adaptée à la fonction. Nous allons discuter dans le paragraphe suivant les solutions apportées à cette interpolation.

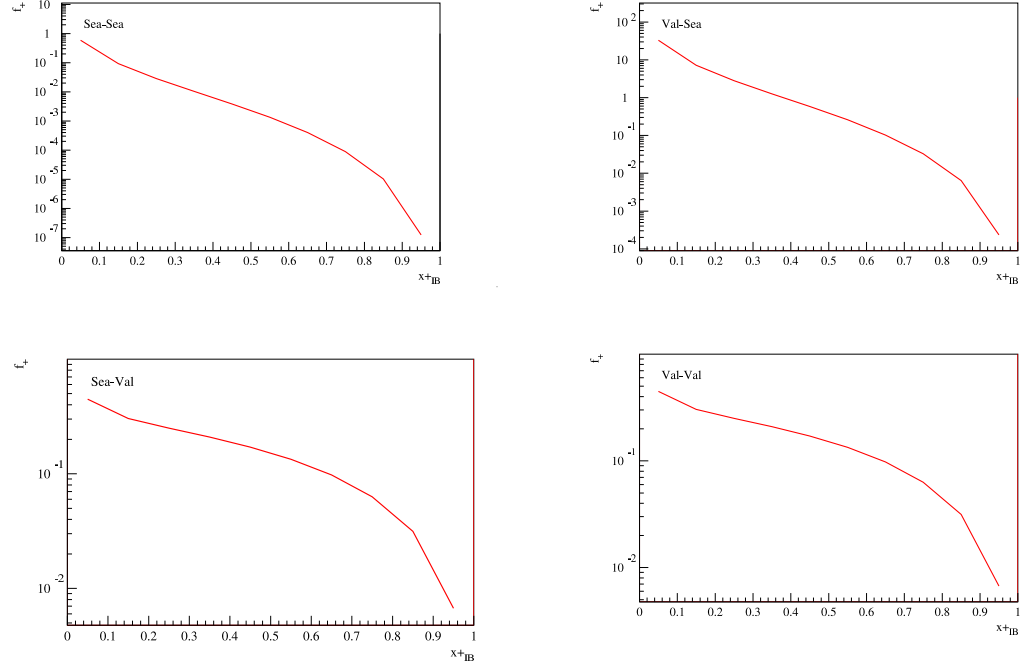


FIG. 6.2 – Forme de la fonction $f_{\pm}$ (équation (5.28)) pour la tabulation et l'interpolation. Si un pas logarithmique permet de reproduire la zone $x_{IB} < 0.5$, il n'est pas efficace pour la zone $x_{IB} > 0.5$.

6.2.3 Solutions pour l'interpolation de $f_{\pm}$

Pour la tabulation des fonctions $f_{\pm}$, le domaine a été coupé en deux autour de la moitié. Pour l'interpolation dans une première zone (la première moitié de l'intervalle), le pas logarithmique a été conservé mais avec 20 points. La simple augmentation du nombre de points pour la tabulation n'est pas suffisante car avec un pas logarithmique, il faudrait augmenter tellement considérablement le nombre de points pour pouvoir reproduire la fin de la zone, que cela rendrait la procédure trop lente. Dans la deuxième zone, un pas $\log(1 - x)$ a été utilisé de façon à rendre compte de la forme particulière à haut x_{IB} :

Pour x compris entre $x_{\min} = 0.4$ et $x_{\max} = 1$ et pour $k = 1, k_{\max}$:

$$\text{Dans : } [x_{\min}, x_{\max}] = [0.4, 1]$$

$$x_k = x_{\max} + \epsilon - \epsilon \left(\frac{x_{\max} - x_{\min} + \epsilon}{\epsilon} \right)^{\frac{k-1}{k_{\max}-1}}$$

avec $\epsilon = 0.03$, ce qui donne pour 10 points :

$$x = \{1., 0.9879, 0.9709, 0.9472, 0.9139, 0.8672, 0.8016, 0.7097, 0.5808, 0.4\}$$

Par la suite, $k_{\max} = 20$ a été utilisé.

De plus, un test préliminaire a été ajouté. Pour certains cas, $f_{\pm}$ est nulle pour tous les x, q , comme le cas où $j = 1, 2$ et $ji = 1$. Ces cas sont repérés au préalable, ils ne sont ni tabulés ni interpolés et la fonction retourne directement 0.

Cette solution a permis de résoudre le problème et de convenablement interpoler $f_{\pm}$. La Figure 6.3 présente le résultat de l'interpolation de $f_{\pm}$ dans la région $x_{\text{IB}} > 0.5$. On constate que les valeurs de $f_{\pm}$ sont confondues avec les valeurs interpolées (carré et points confondus). Les courbes montrent les différents polynômes utilisés.

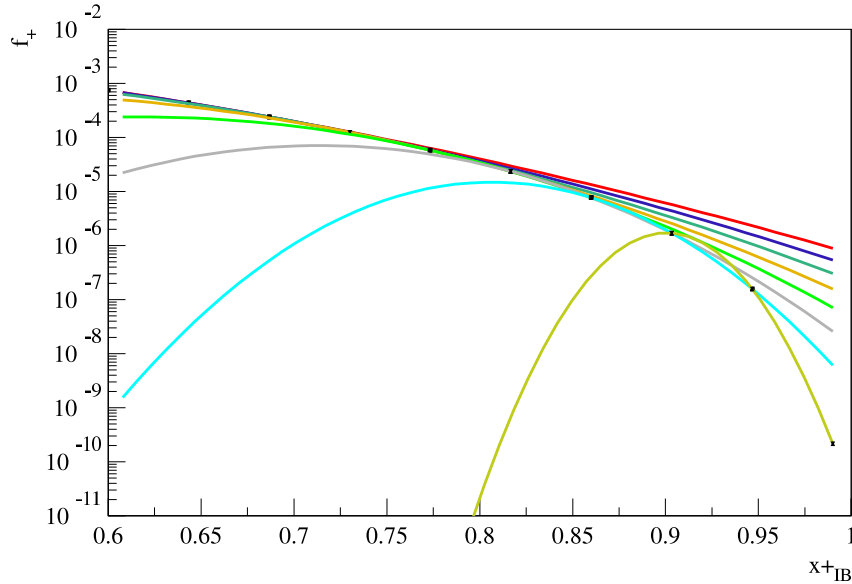


FIG. 6.3 – Interpolation de $f_{\pm}$ dans la région $x_{\text{IB}} > 0.5$. Carré et points confondus : les valeurs de $f_{\pm}$ sont superposées aux valeurs interpolées. Courbes : les différents polynômes utilisés pour interpoler la fonction.

6.2.4 Solutions pour l'interpolation de E

La deuxième fonction qui nécessite une interpolation est E , cf. équation (5.16) :

$$E(z^\pm) = E_{\text{soft}}(z_{\text{soft}}^\pm) \otimes E_{\text{QCD}}(z_{\text{QCD}}^\pm) \quad (6.2)$$

Par rapport aux fonctions $f_\pm$, la convolution avec F ayant été retirée, les formes prises par les fonctions E peuvent devenir très atypiques comme pour les cas val-val par exemple. Sur les Figures 6.4, 6.5, 6.6 et 6.7, on peut observer diverses formes pouvant être prises par la fonction E dans les cas Sea-Sea, Val-Sea, Sea-Val et Val-Val, pour différentes possibilités d'émission ou non. Si la forme des cas Sea n'a pas beaucoup changée par rapport aux formes observées dans la fonction $f_\pm$, la forme des cas Val a été grandement modifiée, et ce particulièrement dans la zone $x_{\text{IB}} > 0.5$. Sur les figures, on devrait voir en rouge la fonction E et en bleu son interpolation. On peut observer le succès de cette interpolation même dans certains cas délicats : on ne peut distinguer la courbe sous l'interpolation.

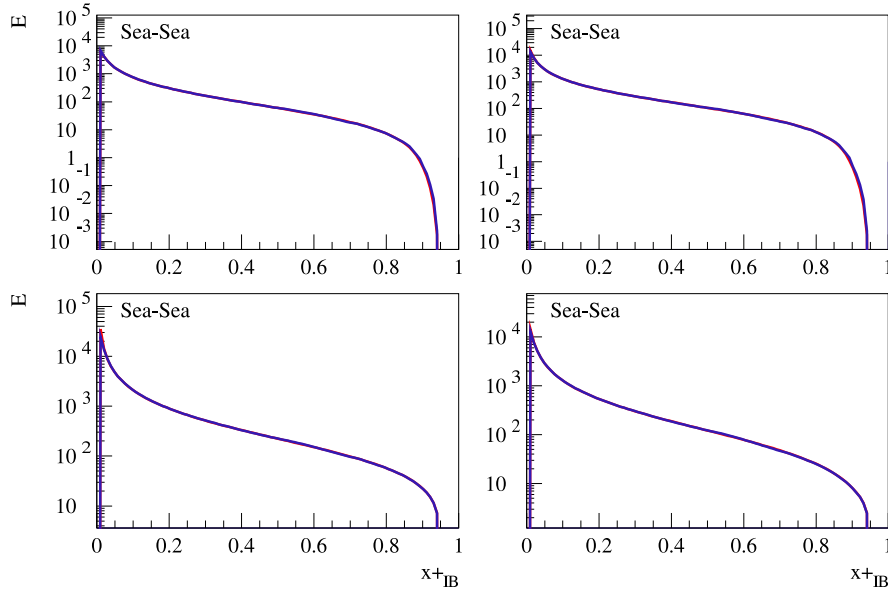


FIG. 6.4 – Fonction E pour le cas Sea-Sea, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.

La forme des fonctions évoluant énormément, l'interpolation polynomiale pouvait parfois échouer. Un test permettant de passer à une interpolation linéaire en cas d'échec de l'interpolation polynomiale a alors été mis en place. On calcule la dérivée aux deux points à l'extrémité utilisée pour l'interpolation polynomiale.

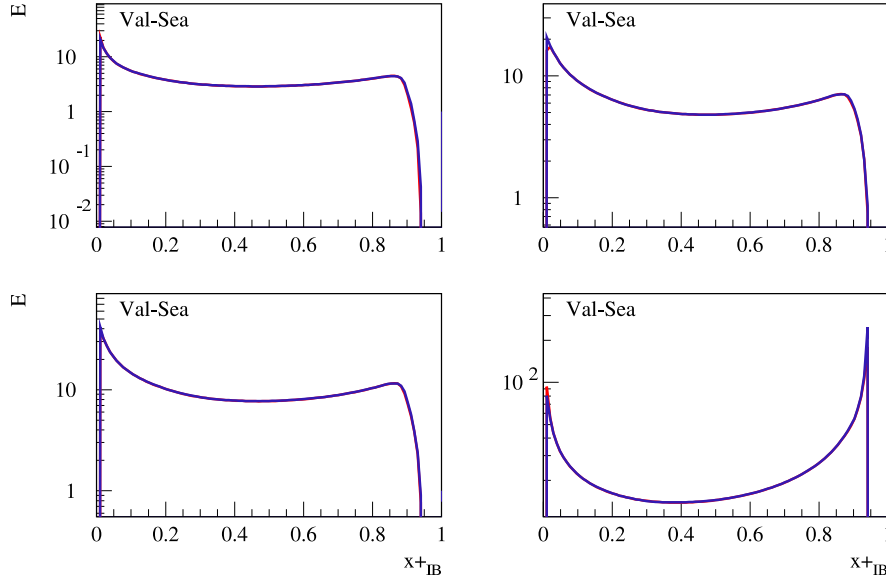


FIG. 6.5 – Fonction E pour le cas Val-Sea, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.

Si le signe de la dérivé n'est pas le même dans les deux cas : on effectue une interpolation linéaire.

6.2.5 Tabulation de la fonction S

Dans le cas de la fonction S :

$$S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-) = \frac{1}{\omega_s} \sum_{i,j} \int dt du E^{M,i}(z^+) E^{M,j}(z^-) \times K_{i,j}(x_{\text{PE}}^+ x_{\text{PE}}^- z^+ z^- s_{\text{hh}}, t, u), \quad (6.3)$$

qui est utilisée de très nombreuses fois dans le génération d'événements par le nouveau Monte-Carlo, la tabulation d'une partie de la fonction (E) n'était pas suffisante. En effet, lorsque l'ancien Monte-Carlo avait besoin d'environ 35 minutes pour générer 100000 événements, le nouveau Monte-carlo avait besoin de 10h. Cela est dû au fait que cette fonction est appelée de très nombreuses fois dans le nouveau Monte Carlo, qu'elle est normalisée (à chaque fois que l'on fait appel à elle, on l'intègre pour diviser par cette intégrale) et que le calcul d'intégrale par Gauss fait appel à une somme et donc à des boucles.

L'augmentation plus que considérable de ce temps de calcul n'était pas acceptable pour une utilisation en masse de la procédure. Pour remédier à cela, la

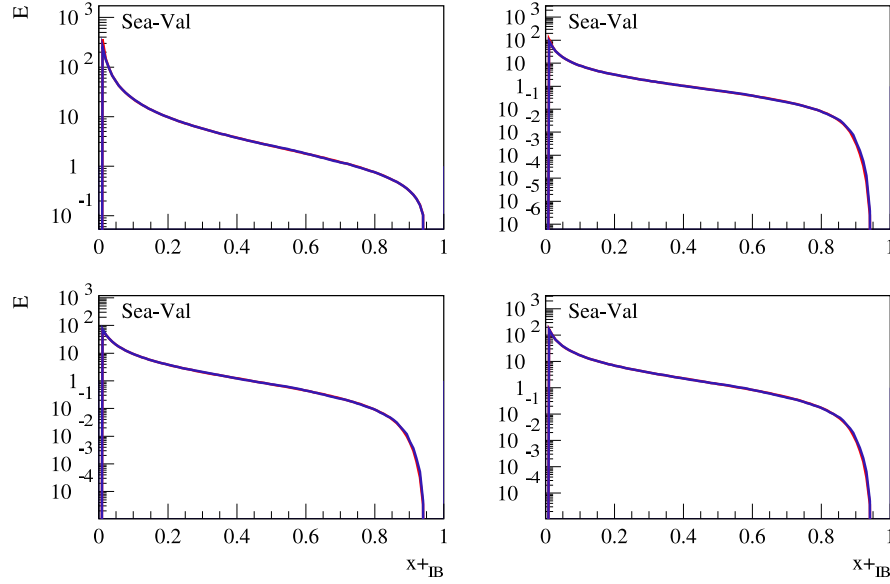


FIG. 6.6 – Fonction E pour le cas Sea-Val, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.

fonction S complète est tabulée dans un fichier qui est calculé une seule fois (environ 10h). Lors de l'utilisation du programme, le fichier est lu et les valeurs de la fonction S interpolées. La mise en place de cette tabulation a permis de revenir au même temps de calcul que l'ancien Monte-Carlo.

En pratique, la tabulation est réalisée de la même façon que précédemment avec la même séparation en deux des intervalles pour z^+ et z^- et des pas logarithmiques adaptés à chaque intervalle avec le test en cas de l'échec de l'interpolation polynomiale pour passer à une interpolation linéaire. Il s'agit juste d'une généralisation car S dépend directement des variables des deux côtés de l'échelle (et non pas d'un seul comme pour f et E), il y a donc plus de variables à gérer pour l'interpolation.

L'inconvénient est que la tabulation est réalisée une seule fois, à une énergie donnée. Il faudra donc mettre en place une interpolation en fonction de l'énergie de cette fonction.

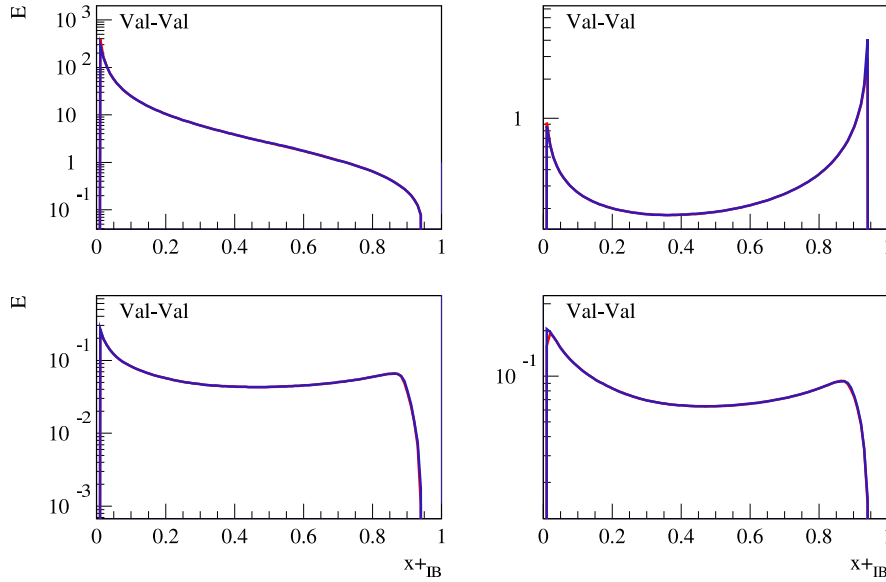


FIG. 6.7 – Fonction E pour le cas Val-Val, suivant différents cas : avec ou sans émission. En rouge : la fonction E . En bleu : l'interpolation. Les deux se superposent parfaitement.

6.3 Génération de variables suivant une distribution de probabilité : technique de Monte Carlo

La dernière technique numérique essentielle à cette thèse est la technique de Monte-Carlo. C'est une technique qui permet de distribuer aléatoirement une variable suivant une distribution de probabilité. Ici, c'est la technique d'acceptation-rejet qui a été utilisée. Nous expliciterons d'abord son principe générale avant de l'adapter à EPOS.

6.3.1 Principe de la technique de MonteCarlo

Soit la variable x avec une distribution de probabilité $f(x)$. Pour distribuer x suivant $f(x)$, il suffit d'appliquer :

$$x = F^{-1}(u)$$

avec $F(x)$ la primitive de $f(x)$ et u un nombre aléatoire distribué uniformément entre 0 et 1.

Pour illustrer le fonctionnement, on peut prendre l'exemple classique de la détermination de la surface d'un lac (A_{lac}) contenu dans un champ dont on connaît

la surface A_{champ} , comme illustré par la Figure 6.8, à gauche. Pour déterminer la surface du lac, on tire N coups de canon sur toute la surface du champ, un certain nombre de boulets de canon tombent dans le lac. On compte les N boulets restés dans le champ et on a par déduction $X - N$ boulets dans le lac. On peut établir :

$$\frac{A_{\text{champ}}}{A_{\text{lac}}} = \frac{X}{X - N}$$

ce qui nous donne :

$$A_{\text{lac}} = \frac{X - N}{X} A_{\text{champ}}$$

La qualité de l'estimation s'améliore en augmentant le nombre de tirs et en s'assurant que les tirs sont répartis uniformément. Ceci est à mettre en relation avec la qualité du générateur de nombres aléatoire utilisé.

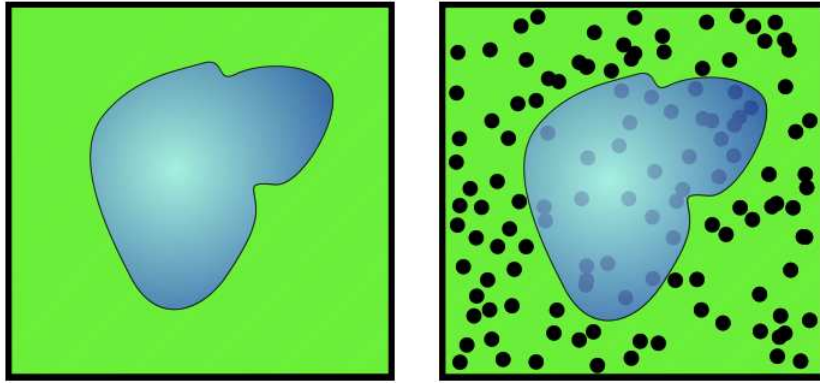


FIG. 6.8 – Illustration de la méthode de Monte Carlo : détermination de la surface d'un lac [218].

La méthode de Monte-Carlo est simple dans son principe. Cependant, elle implique la primitive inversible de la distribution de probabilité. On peut ne pas toujours être en mesure de les déterminer, on fait alors appel à la méthode d'acceptation-rejet.

6.3.2 Principe de l'acceptation-rejet

La méthode d'acceptation-rejet est une méthode pour générer une variable aléatoire x suivant une distribution de probabilité $f(x)$, lorsqu'il n'est pas aisé de déterminer $F(x)$, la primitive inversible de $f(x)$. La méthode consiste en :

- Trouver une fonction g dont la primitive est inversible, et un coefficient M , tel que : $Mg(x) > f(x)$.

- Proposer un x_i suivant $g(x)$.
- Accepter x_i avec une probabilité $f(x_i)/(Mg(x_i))$

En suivant cet algorithme appelé « acceptation-rejet », on aura distribué aléatoirement x suivant $f(x)$ en s'affranchissant du problème de la primitive de $f(x)$. La fonction g peut être très basique de façon à être très facilement inversible.

Le principe de cette méthode est relativement simple. Comme toujours c'est son application à un cas particulier qui est délicate comme nous allons le discuter dans la section suivante

6.3.3 Difficultés de la méthode dans son application à EPOS

Pour que la méthode d'acceptation-rejet soit efficace il faut que la condition $Mg(x) > f(x)$ soit toujours satisfaite. Cela nécessite de connaître la fonction $f(x)$ et son évolution. Une solution rapide à ce problème serait de prendre le point le plus haut de la fonction et de faire une fonction de proposition g qui soit une constante égale à 1 et M la valeur de $f_{\max}$. Cette solution n'est aucunement envisageable. En effet, plus l'écart entre la proposition et la fonction est important, et plus il y aura de rejet avant d'accepter une valeur, ce qui entraîne des temps de calculs qui peuvent devenir très long. Il faut donc trouver une proposition qui soit simple, pour être facilement inversible, et qui soit sur tout le domaine au plus proche possible de la fonction.

Dans le cas d'EPOS, la fonction $f(x)$ est la fonction $S(x_{\text{PE}}^{\pm}, x_{\text{IB}}^{\pm})$, qui est la distribution de probabilité des variables $x_{\text{IB}}^{\pm}$. Dans la procédure, on génère d'abord x_{IB}^+ suivant S_{int} :

$$S_{\text{int}}(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, x_{\text{IB}}^+) = \int dx_{\text{IB}}^- S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-), \quad (6.4)$$

puis x_{IB}^- suivant $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-)$.

Dans notre cas, la fonction S varie énormément suivant :

- la nature de l'échelle : sea-sea, val-sea, sea-val, val-val
- la présence ou non de radiation d'état initial d'un côté et de l'autre de l'échelle
- les valeurs de $x_{\text{PE}}^{\pm}$, des valeurs extrêmes pouvant conduire à des topologies très spéciales.

Nous n'allons pas ici détailler toutes les topologies particulières qui peuvent être prises par S , notamment dans les cas aux limites. Certaines de ces topologies sont similaires à celles des fonctions E déjà discutées.

J'ai d'abord classifié les topologies suivant la forme globale où on remarque la forme particulière de anse prise par certains cas val-val. Les Figures 6.9, 6.10 et 6.11 illustrent différentes formes pouvant être prises par $\int dx_{\text{IB}}^- S$ pour la génération de x_{IB}^+ . En rouge les fonctions et dans les autres couleurs, la propositions.

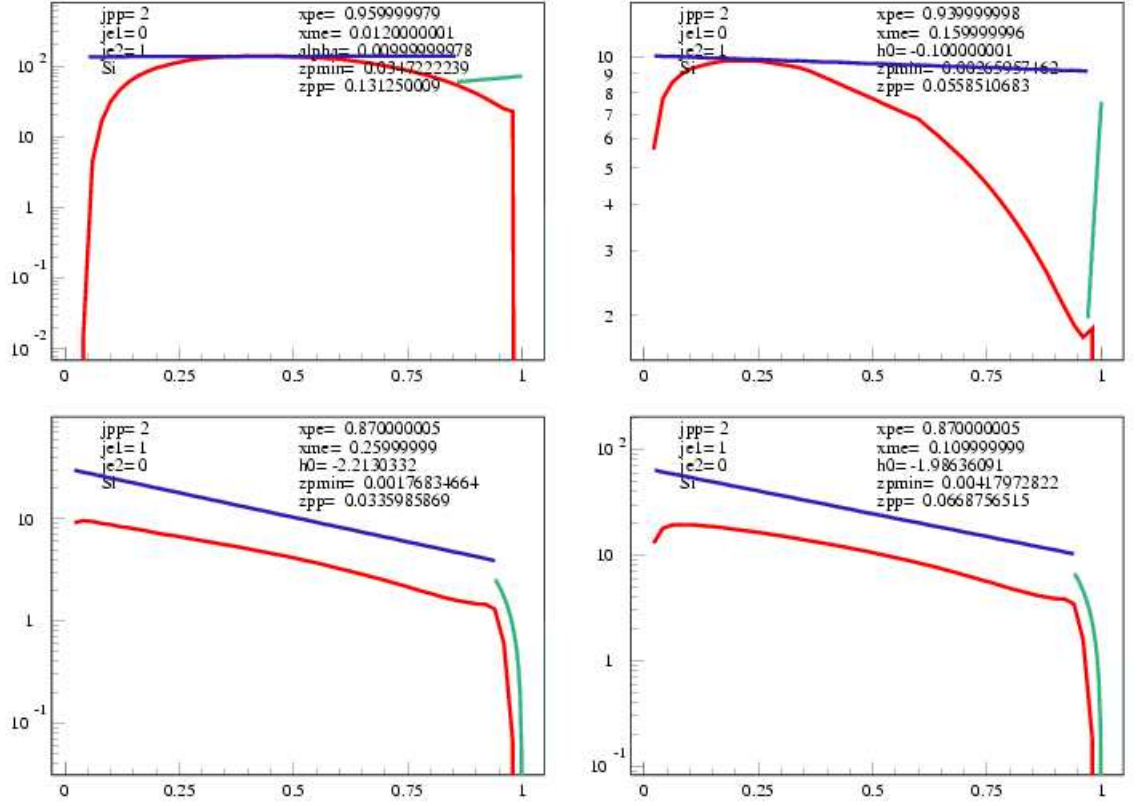


FIG. 6.9 – Illustration de différentes formes pouvant être prises par la fonction $S_{\text{int}} = \int dx_{\text{IB}}^- S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^+ .

Étant donnés les nombreux cas de figures rencontrés, il était impossible de trouver une seule fonction g qui puisse être proche au maximum des fonctions S_{int} . Le domaine a donc été découpé en plusieurs sous-domaines avec une forme adaptée dans chaque cas.

Dans la méthode d'acceptation-rejet, il est possible de séparer le domaine en plusieurs sous-domaine : $g(x) = \sum_i a_i g_i(x)$. La procédure est modifiée pour déterminer le poids relatif représenté par chaque domaine, puis pour déterminer aléatoirement la zone dans laquelle effectuer le Monte-Carlo avec la probabilité pour chaque zone exprimée par le poids.

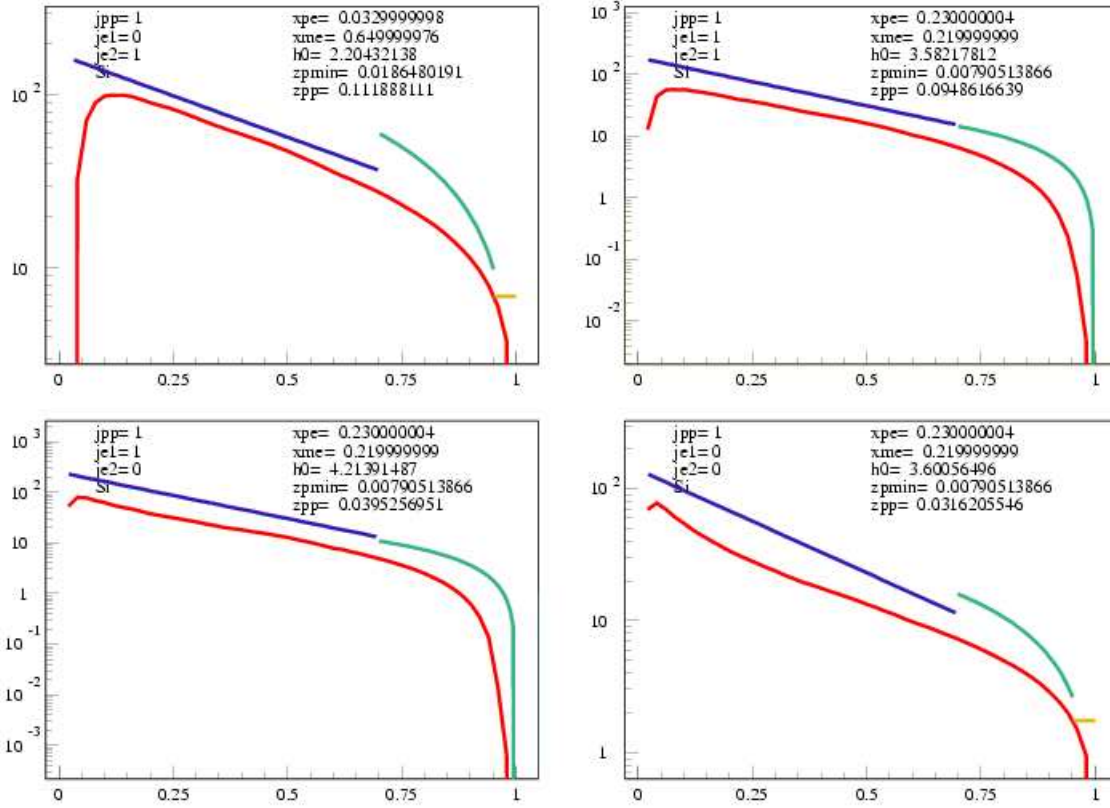


FIG. 6.10 – Illustration de différentes formes pouvant être prises par la fonction $S(x_{PE}^+, x_{PE}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^- .

6.3.4 Description de la procédure

Pour les fonctions de propositions, en découpant la zone en plusieurs sous-domaines, nous pouvons utiliser les formes suivantes exprimées ci-dessous. Sont donnés ici les équations générales pour la fonction de proposition g et les valeurs proposées de z dans un intervalle $[z_{min}, z_{max}]$. Cet intervalle peut ensuite être facilement adapté au sous-domaine considéré :

– Exponentielle :

$$g(z) = C \frac{h_0 e^{-h_0 z}}{e^{-h_0 z_{min}} - e^{-h_0 z_{max}}}$$

$$z = \frac{-1}{h_0} \ln[e^{-h_0 z_{min}} - r(e^{-h_0 z_{min}} - e^{-h_0 z_{max}})]$$

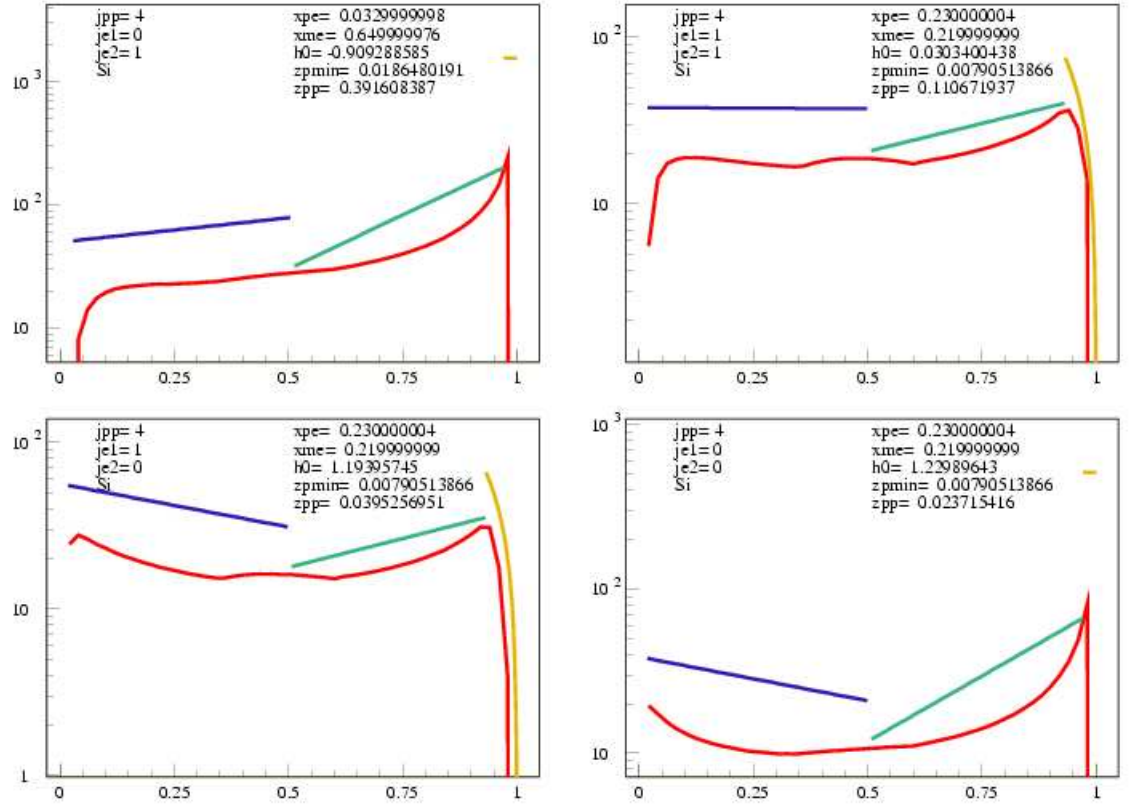


FIG. 6.11 – Illustration de différentes formes pouvant être prises par la fonction $S(x_{PE}^+, x_{PE}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^- .

– Logarithmique

$$g(z) = C \frac{1}{z \ln \left(\frac{z_{max}}{z_{min}} \right)}$$

$$z = z_{min} e^{r \ln \left(\frac{z_{max}}{z_{min}} \right)}$$

– Polynôme

$$g(z) = C \frac{1 - z}{z_{max}(1 - \frac{1}{2}z_{max}) + z_{min}(-1 + \frac{1}{2}z_{min})}$$

$$z = 1 - \sqrt{1 + 2[-r(z_{max}(1 - \frac{1}{2}z_{max}) + z_{min}(-1 + \frac{1}{2}z_{min})) + z_{min}(-1 + \frac{1}{2}z_{min})]}$$

– Constante

$$\begin{aligned} g(z) &= C \frac{1}{z_{max} - z_{min}} \\ z &= z_{min} + r(z_{max} - z_{min}) \end{aligned}$$

Ici, c'est une constante qui assure la condition que la proposition est toujours supérieure à la fonction. Les fonctions sont normalisées sur l'intervalle $[z_{min}, z_{max}]$: $\int_{z_{min}}^{z_{max}} g(z) = C$. r est un nombre aléatoire généré uniformément dans $[0, 1]$.

L'utilisation de fonctions normalisées permet d'avoir directement la valeur de l'intégrale et rend facile le calcul des poids pour la détermination de la zone dans laquelle il faut effectuer l'acceptation-rejet :

$$w_{zone} = \frac{C_{zone}}{\sum_{i=1}^{\text{nombre de zones}} C_{zone_i}} \quad (6.5)$$

Pour la détermination des z^+ suivant S_{int} , le domaine est découpé en 2 ou 3 zones : la zone 0 $[z_{min}^+, z_{med0}^+]$, la zone 1 $[z_{med0}^+, z_{med1}^+]$ et la zone 2 $[z_{med1}^+, z_{max}^+]$ avec :

$$\begin{aligned} z_{min}^+ &= \frac{4 * q_{min}^2}{\text{energy}^2 x_{PE}^+ x_{PE}^-} \\ z_{max}^+ &= 1. \\ z_{med0}^+ &= z_{min}^+ + (z_{max}^+ - z_{min}^+)(-v * \text{energy} + w) \end{aligned}$$

Si $(a = 1 \text{ ou } a = 3)$ et $(b = 1)$ ou si $(a = 2)$: $z_{med1}^+ = z_{max}^+$

Si $(a = 1 \text{ ou } a = 3)$ et $(b \neq 1)$ ou si $(a = 4)$: $z_{med1}^+ = z_{min}^+ + (z_{max}^+ - z_{min}^+)u$

avec v , w et u des constantes déterminées automatiquement pour chaque cas. Le tableau 6.1 présente la forme utilisée dans chaque zone pour la détermination de z^+ suivant S_{int} . La variable a indique le type de l'échelle (1 : sea-sea, 2 : val-sea, 3 : sea-val, 4 : val-val). b et c indique s'il y a émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle (0 : sans émission, 1 : avec émission).

Sur les Figures 6.9, 6.10 et 6.11 on observe les différentes propositions. Dans le cas exponentielle, le coefficient h , la pente de la courbe, est déterminé automatiquement avec les deux points du domaine : ce coefficient peut être positif, négatif ou proche de 1, ce qui nous donne des pentes positives, négatives, voir des constantes, comme observées en bleu sur toutes les figures. Sur ces figures, on observe en vert des exponentielles et des polynômes. En jaune, des polynômes ou des constantes sont utilisés suivant les cas.

S_{int}	Zone 0	Zone 1	Zone 2
$a = 1$	Exponentielle	$z_{\min}^+ < 0.01$ Exponentielle $z_{\min}^+ > 0.01$ Polynome	Constante
$a = 2$	$z_{\min}^+ < 0.08$ Exponentielle $z_{\min}^+ > 0.08$ Polynome	$b = 1$ Polynome $b \neq 1$ Exponentielle	Constante
$a = 3$	Exponentielle	Polynome	Constante
$a = 4$	Exponentielle	Exponentielle	$b = 1$ Polynome $b \neq 1$ Constante

TAB. 6.1 – Tableau recapitulatif des formes des propositions utilisées dans les différentes zones pour la fonction S_{int} . La variable a indique le type de l'échelle (1 : sea-sea, 2 : val-sea, 3 : sea-val, 4 : val-val). b et c indique s'il y a émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle (0 : sans émission, 1 : avec émission).

Pour la détermination des z^- suivant S , le domaine est découpé en 3 ou 4 zones : la zone 0 $[z_{\min}^-, z_{\text{med}0}^-]$, la zone 01 $[z_{\text{med}0}^-, z_{\text{med}01}^-]$, la zone 1 $[z_{\text{med}01}^-, z_{\text{med}2}^-]$, la zone 2 $[z_{\text{med}2}^-, z_{\max}^-]$ avec :

$$\begin{aligned}
 z_{\min}^- &= \frac{4 * q_{\min}^2}{\text{energy}^2 x_{\text{PE}}^+ x_{\text{PE}}^- z^+} \\
 z_{\max}^- &= 1. \\
 z_{\text{med}0}^- &= z_{\min}^- + (z_{\max}^- - z_{\min}^-)(-v * \text{energy} + w) \\
 z_{\text{med}01}^- &= z_{\min}^- + (z_{\max}^- - z_{\min}^-)u \\
 z_{\text{med}2}^- &= z_{\min}^- + (z_{\max}^- - z_{\min}^-)u'
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

avec v , w , u et u' , des constantes déterminées automatiquement pour chaque cas. Le tableau 6.2 présente la forme de la proposition utilisée dans chaque domaine pour chaque cas pour la génération de z^- suivant S . La variable a indique le type de l'échelle (1 : sea-sea, 2 : val-sea, 3 : sea-val, 4 : val-val). b et c indique s'il y a émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle (0 : sans émission, 1 : avec émission).

Les Figures 6.12 et 6.13 présentent différentes formes prises par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$, en rouge sur les figures. En jaune, le résultat de la simulation MonteCarlo avec la séparation en domaine.

L'ensemble de la procédure doit être automatisée, c'est à dire que le programme informatique doit être en mesure pour chaque cas d'établir de façon automatique les zones et les coefficients pour toujours satisfaire la condition $Mg > f$ tout en

s	Zone 0	Zone 01	Zone 1	Zone 2
$a = 1$	$z_{min}^- < 0.03$ Logarithmique $z_{min}^- > 0.03$ Exponentielle	Exponentielle Exponentielle	Polynome	Constante
$a = 2$	$z_{min}^- < 0.03$ Logarithmique $z_{min}^- > 0.03$ Exponentielle	Exponentielle	Polynome	Constante
$a = 3$	Exponentielle	Exponentielle	$c = 1$ Polynome $c \neq 1$ Constante	-
$a = 4$	Exponentielle	Exponentielle	$c = 1$ Polynome $c \neq 1$ Constante	-

TAB. 6.2 – Tableau recapitulatif des formes des propositions utilisées dans les différentes zones pour la fonction S . La variable a indique le type de l'échelle (1 : sea-sea, 2 : val-sea, 3 : sea-val, 4 : val-val). b et c indique s'il y a émission ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle (0 : sans émission, 1 : avec émission).

étant le plus proche possible de la fonction pour limiter au maximum le nombre de rejet. C'est ainsi que des formules générales sont utilisées pour déterminer les zones et les coefficients des différentes fonctions (h_0 , par exemple, dans la proposition exponentielle). Une boucle itérative permet de déterminer approximativement le point le plus haut de la fonction pour les coefficients C de chaque domaine.

Malgré cela, dans certains cas, la condition $Mg > f$ pouvait échouer. J'ai donc mis en place un système de correction automatique du coefficient pour les cas limites qui ne peuvent pas être traités par le cas général. Dans le cas où le ratio $f(z_i)/g(z_i)$ est supérieur à 1 : on retourne au début de la procédure en multipliant le coefficient de la zone par ce ratio et en recalculant les poids de chaque zone.

Pour le Monte Carlo sur $p_\perp$, la méthode générale est la même, la forme étant beaucoup plus simple, deux zones sont utilisées avec dans chacune des formes exponentielles.

6.3.5 Implémentation de la méthode de coupure

Dans le chapitre précédent, nous avons déjà mis en évidence la facilité d'implémentation d'une méthode de sélection avec coupure. En effet, avec la procédure mis en place, la sélection du z^+ n'est pas modifiée, la coupure est rapportée sur la sélection du z^- uniquement, il suffit alors de donner la valeur choisie au z_{min}^- , toute la procédure étant automatisée, elle s'adaptera à cette valeur de z_{min}^- . Il n'y a donc pas besoin de mettre en place une procédure spécifique pour l'implémentation de coupure dans la selection Monte Carlo : le travail fait pour une procédure autonome et automatisée suffit.

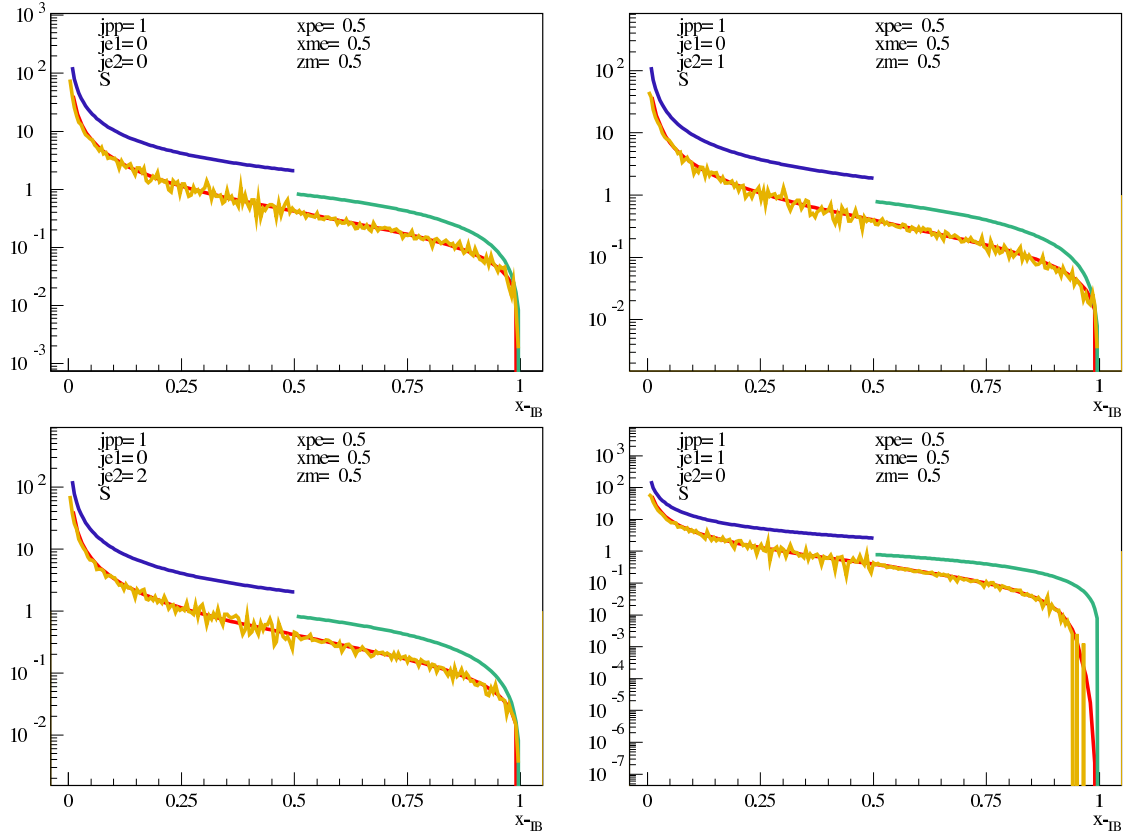


FIG. 6.12 – Illustration de différentes formes pouvant être prise par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^- . En rouge S , en jaune le Monte Carlo, dans les autres couleurs la proposition.

Finalement, l'aspect technique de Monte-Carlo a nécessité un temps de travail non-négligeable pour être en mesure de fournir une procédure qui génère aléatoirement les couples $(x_{\text{IB}}^+, x_{\text{IB}}^-)$ suivant la distribution de probabilité $S(x_{\text{PE}}^\pm, x_{\text{IB}}^\pm)$ tout en restant tout le temps vrai avec le moins de rejet possible. Ce travail a permis d'obtenir une procédure Monte-Carlo efficace, d'autant plus efficace avec la tabulation de S .

En conclusion, le point primordial quand il s'agit de techniques numériques est une compréhension complète et détaillée du problème, c'est à dire bien souvent de la forme de la fonction, avec ses particularités, ses cas limites, ses annulations. Cet aspect « diagnostique » demande beaucoup de rigueur et de temps pour analyser tous les aspects du problème et trouver la solution qui sera la plus adaptée, automatisée et avec le temps de calcul minimisée. Lorsque l'on traite de générateur d'événements tel qu'EPOS, tous ces aspects sont essentiels pour fournir un outil de calcul qui soit fiable et rapide d'exécution.

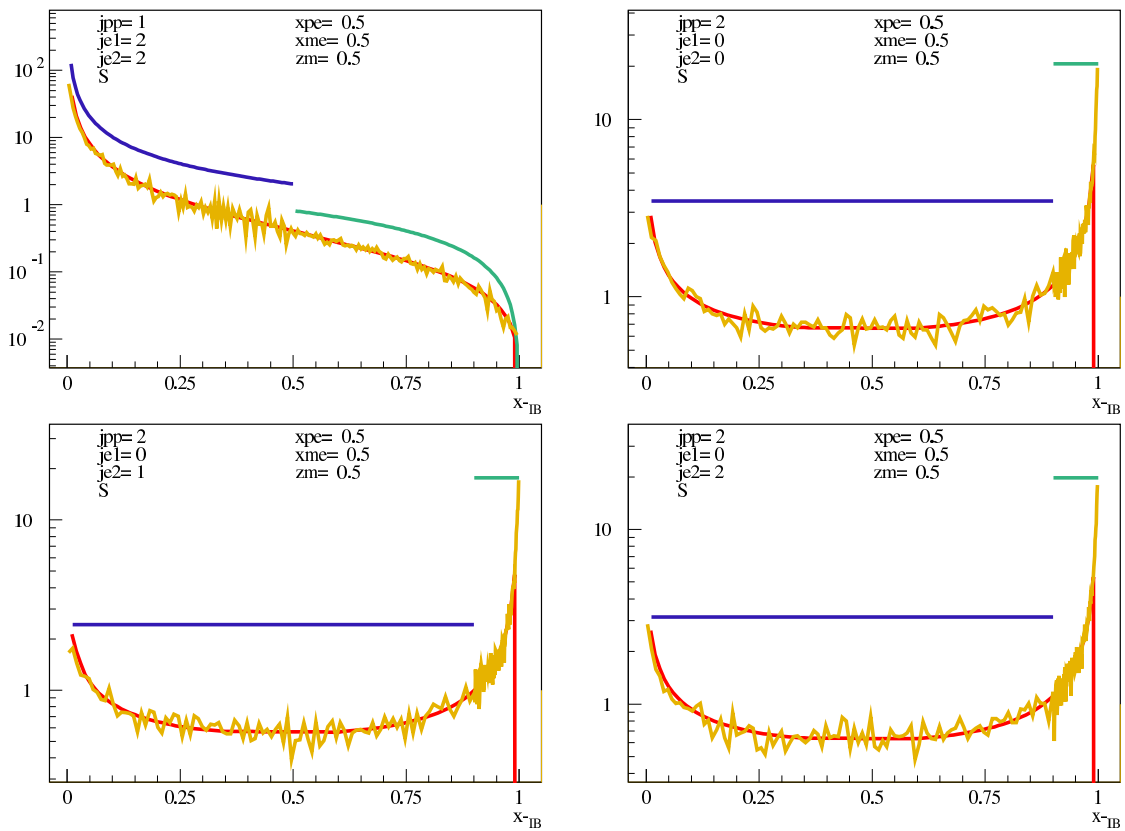


FIG. 6.13 – Illustration de différentes formes pouvant être prise par la fonction $S(x_{\text{PE}}^+, x_{\text{PE}}^-, z^+, z^-)$ pour la génération de x_{IB}^- . En rouge S , en jaune le Monte Carlo, dans les autres couleurs la proposition.

Chapitre 7

Production de jets

*Vous arrivez devant la nature avec des théories,
la nature flanque tout par terre.*
Pierre Auguste Renoir, *propos rapportés par G. Coquiot*

Dans ce chapitre, nous allons discuter des applications du générateur d'événements EPOS dans des études expérimentales. Dans un premier temps, nous reviendrons sur la notion de jet que nous avons introduite dans le premier chapitre. Nous discuterons les aspects délicats de cet objet. Puis nous comparerons EPOS aux données de UA1 et STAR pour la section efficace de production de jets. Ensuite, nous aborderons la possible utilisation d'EPOS avec un *jet finder*. Finalement, nous présenterons une analyse sur la différence de fragmentation pour la production d'étrangeté dans les jets et dans le reste de l'événement.

7.1 Discussion sur les jets

Les jets sont des objets complexes à étudier. Ils sont des amas provenant de la fragmentation d'un parton en un flux collimaté de particules. Ce n'est pas une seule particule localisée mais un objet étendu, difficile à appréhender. Dans cette section, nous allons discuter la difficulté de prendre le jet comme observable et les différentes façons dont on peut le considérer.

7.1.1 Qu'est ce qu'un jet ? Demandons à un théoricien

Une fois le parton dur produit, il subit une gerbe partonique puis, il fragmente en hadrons, en un jet de particules collimatés. Les jets sont la signature des quarks et des gluons produits dans les processus durs et qui ne peuvent exister libres [219–222]. D'un point de vue théorique, il est souvent question de partons, mais dans la nature, ils ne sont pas observables. Il faut donc réaliser le passage des partons aux hadrons. La Figure 7.1 présente une vision schématique de ce passage pour la formation de jets. Dans la vision que nous discutons ici, ce passage est réalisé

par l'intermédiaire d'une fonction de fragmentation F qui est, en quelque sorte, l'inverse des fonctions de distributions partoniques. La physique sous-jacente à ces fonctions de fragmentation est le confinement des partons en hadrons. Pour ces fonctions, sont disponibles des paramétrisations [223] ainsi que des modèles [224, 225]. Nous ne rentrerons pas ici plus dans le détail des fonction de fragmentation, pour plus de précision, confère la base de données [226].

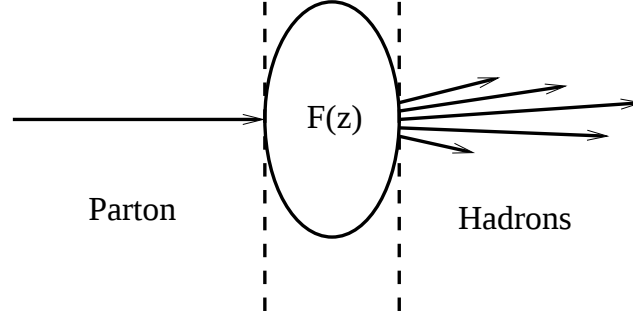


FIG. 7.1 – Vision schématique de la fragmentation d'un parton en jet : passage du monde des partons au monde des hadrons par l'intermédiaire d'une fonction de fragmentation.

Nous avons déjà discuté le fait que dans EPOS, le passage des partons aux hadrons est réalisé par le modèle des cordes. Il en va de même pour la fragmentation des jets. Nous y reviendrons par la suite. Mais il est important de noter que ce n'est pas la vision « fonction de fragmentation » qui est utilisée dans EPOS.

7.1.2 Qu'est ce qu'un jet ? Demandons à un expérimentateur des ions lourds

Dans les expériences, les jets ne sont pas directement « visibles » dans la quantité de données disponibles. Il faut les identifier. La tâche est délicate et complexifie les études que nous pouvons mener sur les jets. En pratique, dans les collisions pp et ions lourds à hautes énergies, les particules du jet ne forment pas un bel amas de particules isolé et clairement identifiable. Les particules d'intérêt sont mélangées avec des particules venant du reste de la collision (autres processus durs, processus mous, *bulk* : matière collective). La Figure 7.2 présente la représentation en η, ϕ de la réponse des détecteurs qui contient deux jets d'énergie transverse égale à 21 GeV dans le détecteur STAR. On voit sur cette figure les nombreuses autres particules autour des jets identifiés (pics sur la figure). Il faut donc définir les caractéristiques du jet et utiliser des méthodes de reconstruction appelées *jet finder*. Nous discuterons plus en détail les différents *jet finders* disponibles et leurs caractéristiques dans la section 7.3. Ce que nous souhaitons mettre en évidence ici est

la dépendance de la variable jet aux conditions expérimentales et de l'analyse qui est menée. Une problématique est la soustraction du bruit de fond. Une autre est le choix de la valeur du rayon R du cône formé par les particules du jet, comme illustré sur la Figure 7.3. Cette valeur est essentielle dans la procédure de reconstruction du jet et peut modifier le nombre et les caractéristiques des jets trouvés. Dans les analyses expérimentales, cette valeur est souvent contrainte par la taille du détecteur avec, par exemple, Star, qui utilise $R = 0.4$ dans les analyses de jets, de façon à ce qu'un jet qui arrive au milieu du détecteur soit entièrement présent dans l'acceptance du détecteur.

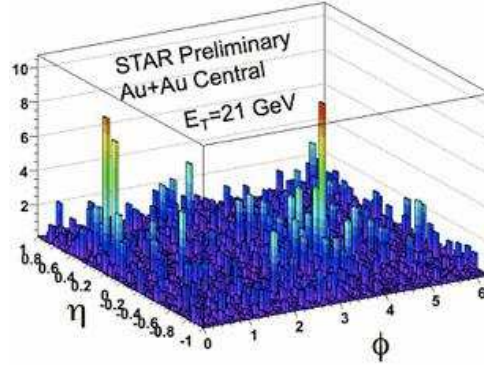


FIG. 7.2 – 21 GeV di-jet vu dans un événement central Au+Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans le détecteur STAR [227].

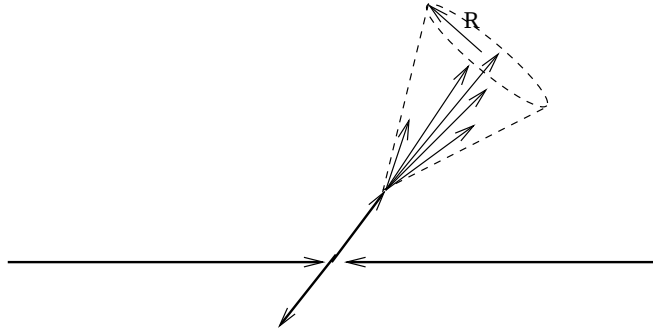


FIG. 7.3 – Les hadrons produits lors de l'hadronisation d'un parton en jet sont majoritairement contenus dans un cône de rayon R .

Expérimentalement, la notion de jet est une notion ambiguë, notamment par le problème de séparation. En effet, il est parfois délicat de distinguer deux jets et de savoir si physiquement, on a affaire à un ou deux jets. Nous reviendrons sur

cette problématique lorsque nous discuterons les *jet finders* dans la section 7.3. Nous voyons déjà que, d'un point de vue expérimental, la notion de jet nécessite d'être précisée par des paramètres tels que le rayon du cône R .

Dans l'absolu, les deux communautés : expérimentateurs et théoriciens essayent de retrouver les propriétés du parton à l'origine du jet et de ses hadrons associés. Cependant, il peut exister, parfois, des différences de langage entre les deux communautés ce qui peut rendre des comparaisons expériences-théories difficiles à analyser. C'est ce que nous allons discuter dans la section suivante.

7.2 Section efficace de production de jets

Dans le chapitre 5, nous avons présenté la structure des processus durs dans EPOS ainsi qu'un test analytique suivant la suppression AGK, qui peut s'exprimer en fonction du $p_{\perp OB}$ (cf section 5.2.5 équation (5.31)). Nous allons pouvoir tester ce calcul analytique inclusif avec des données afin de valider la démarche par une comparaison expérimentale. Les données sont issues de l'expérience UA1 pour des collisions $p\bar{p}$, nous considérons ici les données à $\sqrt{s} = 200$ GeV [228] et de STAR pour des collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV [229].

7.2.1 Comparaison avec les données UA1

L'expérience UA1 qui s'est déroulée au CERN SPPS, après la transformation du SPS en collisionneur de proton-antiproton, a pris des données entre 1981 et 1993. Elle a, entre autre, permis la découverte des bosons W et Z avec UA2 en 1982. La mesure qui nous intéresse ici est celle de la section efficace de production de jets, effectuée en 1988 [228] à différentes énergies : $\sqrt{s} = 63, 200, 500, 900$ GeV. Nous nous focaliserons sur 200 GeV qui correspond à la même énergie que STAR au RHIC. La Figure 7.4 présente la mesure expérimentale comparée à un calcul de la section efficace utilisant des PDF de type Duke-Owens [230] (trait plein), sur la Figure 7.4, le calcul est multiplié par deux de façon arbitraire pour être plus proche des données. Les jets ont été identifiés avec un *jet finder* développé dans [92], en utilisant un rayon de cône de 0.7.

La Figure 7.5 présente une comparaison entre les données de UA1 et différents calculs. En rouge, le calcul analytique d'EPOS discuté dans la section 5.2.5, équation (5.31). En bleu et vert, le même calcul mais en remplaçant les fonctions équivalentes aux PDF issues d'EPOS par celles de CTEQ6 et GJR2008 discutées dans la section 3.1.1. Il s'agit donc d'un calcul inclusif de production du partons à la sortie du processus dur. En pointillés rouges, un calcul développé par [231] et fourni par [232] a été présenté. Il s'agit d'un calcul NLO QCD qui calcule la section efficace de production de jets avec différents R (plus R diminue, plus des hadrons « s'échappent » du cône, il ne sont plus inclus dedans).

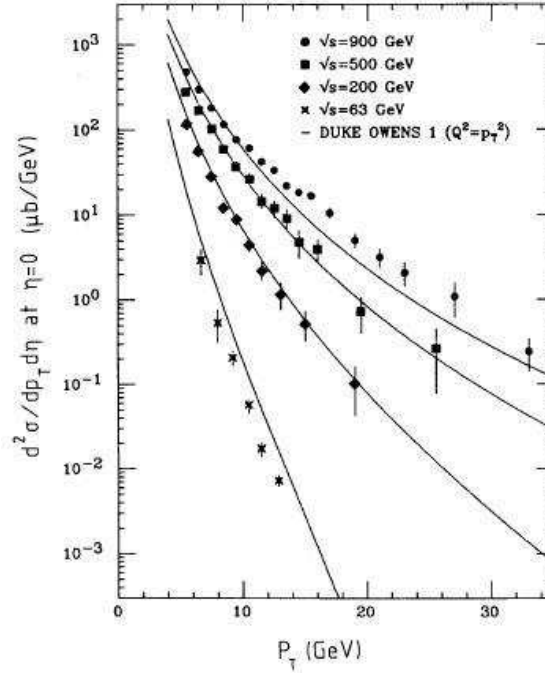


FIG. 7.4 – Section efficace inclusive de production de jet dans une collision $p\bar{p}$ à différentes énergies, comparées à un calcul théorique utilisant des PDF de type Duke-Owens (calcul arbitrairement multiplié par deux) [228].

La première remarque que l'on peut faire concernant cette comparaison est qu'aucun calcul n'est en mesure de reproduire les données. Cependant, les auteurs de [228] restent critiques sur l'extraction des données, indiquant que des progrès sont encore nécessaires sur les *jet finders*. Nous y reviendrons par la suite. La Figure 7.6 présente des ratios : en haut, rapport entre les données de UA1 et EPOS ; au milieu, rapport entre les données de UA1 et le calcul NLO QCD avec $R = 0.7$; et en bas, le rapport entre le calcul NLO QCD et EPOS. Si les deux premiers graphes confirment notre observation précédente sur la différence entre les données et l'ensemble des comparaisons, le dernier graphe quant à lui permet de comparer directement EPOS avec le calcul NLO QCD. On y voit que ces deux calculs sont très proches l'un de l'autre.

7.2.2 Comparaison avec les données STAR

L'expérience STAR au RHIC continue actuellement de prendre des données. Nous nous intéresserons ici aux données publiées en 2006 [229] sur la section efficace inclusive de production de jets dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV. La Figure 7.7 présente ce résultat avec une comparaison au calcul QCD NLO de [231] qui

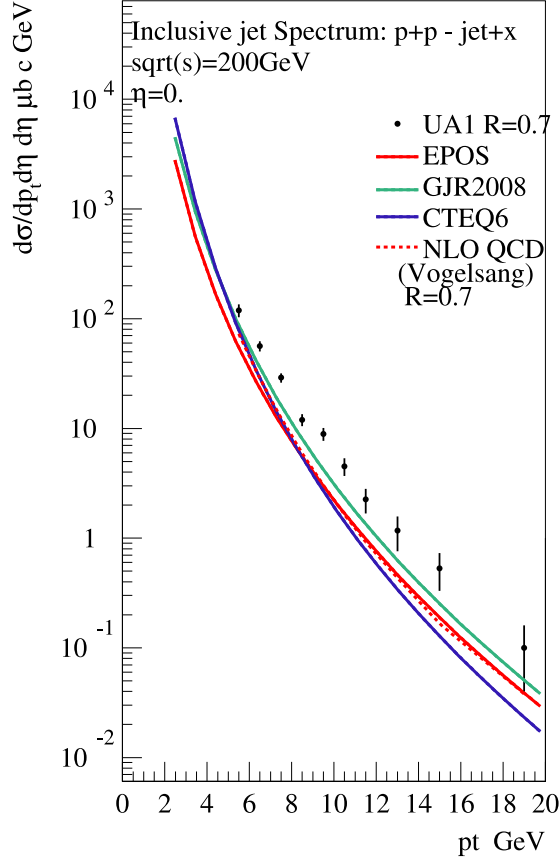


FIG. 7.5 – Section efficace inclusive de production de jet à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans une collision $p\bar{p}$: comparaison entre EPOS et les données de UA1 [228].

prend en compte la variation du rayon du cône. Sur cette figure, il y a deux types de données, chaque jeu de données est une combinaison des données prises en 2003 et 2004. Les carrés vides font référence à une sélection *minimum bias* (MB). Les ronds pleins sont pour une sélection de type *High Tower Trigger* (HT) avec un jet très énergétique et dont la particule principale (*leading*) est elle-même très énergétique. Les jets ont été identifiés par un *jet finder* de type *midpoint-cone* [93], avec un rayon de cône $R = 0.4$ choisi par rapport à l'acceptance du détecteur. Les auteurs argumentent qu'ils attendent que plus de 95% de l'énergie totale du jet soit comprise dans un cône de rayon $R = 0.4$.

La Figure 7.8 présente une comparaison entre EPOS et différents calculs pour la section efficaces de production de jets, avec les données de STAR discutées précédemment. Le premier élément que l'on remarque est que contrairement aux données de UA1, pour les données de STAR, tous les calculs sont proches des données. Ceci est confirmé par la Figure 7.9 avec en haut : le rapport STAR/EPOS,

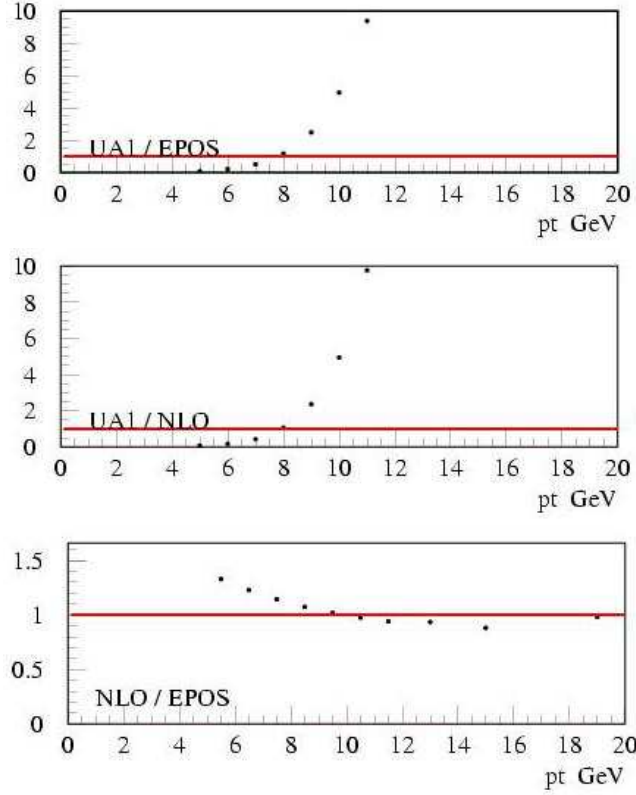


FIG. 7.6 – Ratio entre les données de UA1 et les différents calculs : en haut : UA1/EPOS, au milieu : UA1/NLO, en bas : NLO/EPOS.

au milieu STAR/NLO, en bas NLO/EPOS. Ainsi, il y a moins d'un facteur deux entre les données de STAR et EPOS sur neuf ordres de grandeur.

7.2.3 Bilan de la confrontation entre le calcul analytique d'EPOS et les données

Nous avons comparé EPOS avec les données de UA1 et les données de STAR pour la production inclusive de jets dans des collisions $p\bar{p}$ et pp pour la même énergie $\sqrt{s} = 200$ GeV. Il en résulte qu'EPOS est loin des données de UA1 et proche des données de STAR (moins d'un facteur 2 sur 9 ordres de grandeurs), tout comme les autres calculs ainsi que le calcul QCD NLO avec R variable. D'autre part, il faut rappeler que le test que nous réalisons pour EPOS ici est un calcul analytique fondé sur les fonction $f_{\pm}$ que nous avons déjà identifiée à des fonctions de distributions partoniques. C'est donc la section efficace de production d'un parton après le processus dur qui est calculée et non exactement l'observable jet. Ainsi, le calcul dans EPOS correspond au cas où le rayon du cône est maximal : tous les

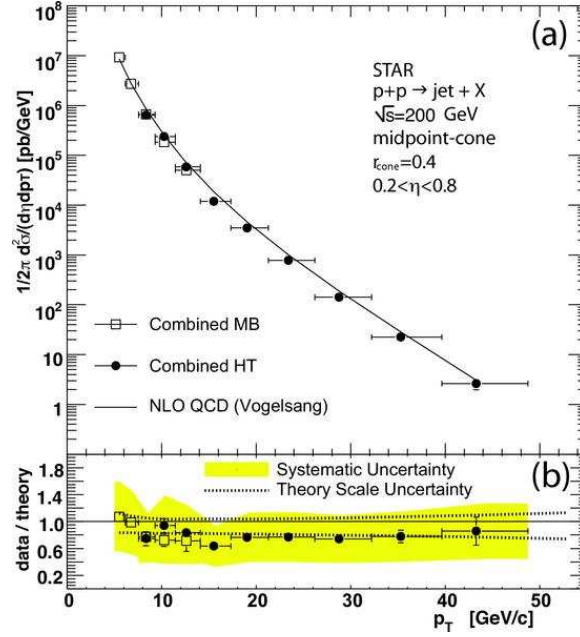


FIG. 7.7 – Section efficace inclusive de production de jet dans une collision pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV, comparées à un calcul théorique QCD NLO [229].

hadrons produits sont inclus dans le jet. Il en résulte que la comparaison avec des données jet n'est pas rigoureuse, elle ne peut nous donner qu'un ordre de grandeur. EPOS étant dans le même ordre de grandeur que STAR, nous considérons que ce test est concluant et valide notre approche.

Pour les données de UA1, il reste des incompréhension sur ces données car aucun des modèles, pourtant proches des données de STAR ne les reproduit. Notamment le calcul QCD NLO [231] qui prend en compte la variation de R . Ainsi, sur les figures, sont présentés des résultats avec $R = 0.7$ pour UA1 et $R = 0.4$ pour STAR. Le calcul pour $R = 0.7$ est celui qui est le plus proche d'EPOS (avec un R_{max}) et la Figure 7.6 nous a montré qu'il y avait un très bon accord entre les deux.

Finalement, cet étude a montré la validité de la démarche et de l'utilisation des formules analytiques d'EPOS. Cependant, nous ne pouvons pas entrer dans les détails car dans EPOS, on considère la production de particules à la sortie du processus dur et dans les données, il s'agit de la reconstruction de jets avec un *jet finder* différents dans chaque étude et des rayons de cône différents. Pour valider complètement EPOS, il faudrait réaliser la même analyse que dans les expériences sur des événements générés avec les procédures Monte-Carlo. Pour aller plus loin dans la discussion sur les données, nous allons les comparer.

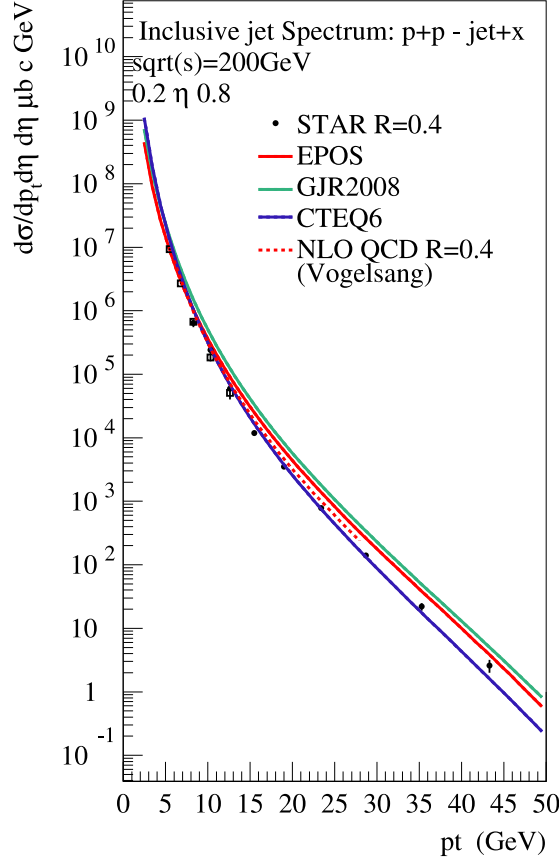


FIG. 7.8 – Section efficace inclusive de production de jet à $\sqrt{s} = 200$ GeV dans une collision pp : comparaison entre EPOS et les données de STAR [229].

7.2.4 Discussion sur les deux jeux de données

Nous avons mis en évidence que les différents calculs présentés étaient proche des données de STAR tout en étant assez éloignés des données de UA1. Cela peut paraître assez surprenant car il s'agit *a priori* de la même observable (section efficace inclusive de production de jets) pour la même énergie $\sqrt{s} = 200$ GeV. La Figure 7.10 met sur la même figure les deux jeux de données où nous voyons la grandes différences entre les deux.

Le premier élément que nous pouvons invoquer est la différence du système de collision. En effet, c'est une collision $p\bar{p}$ dans le cas de UA1 et une collision pp dans le cas de STAR. Malgré tout, à cette énergie, la différence attendue est minime, cela a été confirmé dans le cas d'EPOS.

Un deuxième point que nous pouvons discuter est l'utilisation d'un rayon de

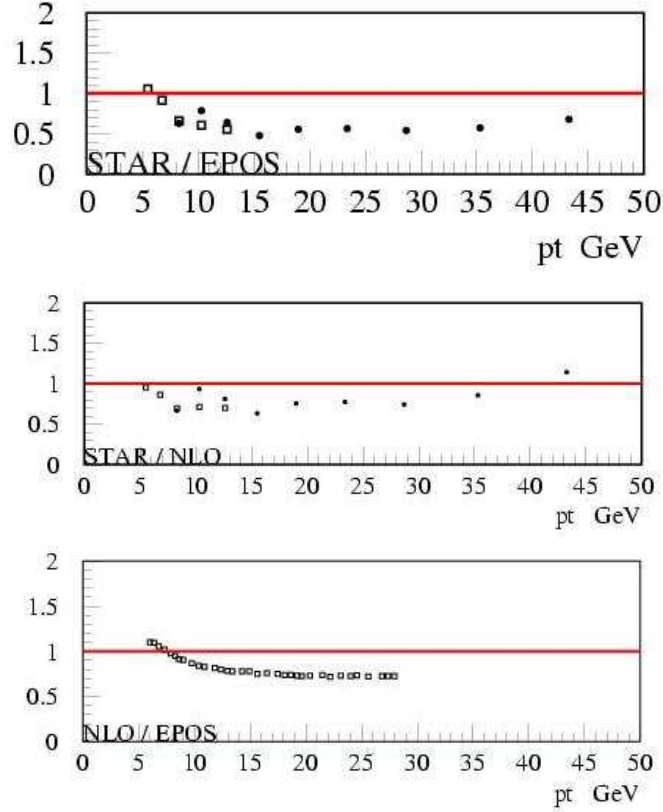


FIG. 7.9 – Ratio entre les données de STAR et les différents calculs : en haut : STAR/EPOS, au milieu : STAR/NLO, en bas : NLO/EPOS.

cône différent dans les deux études $R = 0.7$ dans UA1 et $R = 0.4$ dans STAR. Avec une diminution du rayon du cône, on s'attend à ce que là où le *jet finder* trouvait un seul jet très énergétique avec un grand rayon de cône, il en trouve désormais deux avec des énergies plus petites pour un plus petit rayon de cône. Ainsi, on s'attend à ce que le spectre à haut $p_{\perp}$ diminue. C'est d'ailleurs ce que l'on observe pour le calcul QCD NLO avec un R variable. Sur la Figure 7.10 sont également mis les deux calculs avec des R de 0.4 (en pointillés bleus) et 0.7 (en pointillés rouges). Cependant, la différence observée dans le calcul NLO QCD est très faible par rapport à la différence observée entre les deux jeux de données. D'autant plus que la diminution du spectre intervient à haut $p_{\perp}$ uniquement, alors que la différence entre les deux jeux de données est présente sur tout le spectre.

Les autres éléments sur lesquels nous pouvons investiguer concerne la sélection et l'analyse des données. D'une part, les données de STAR contiennent une sélection dite *High Tower Trigger*, sélection de jets très énergétique et dont la particule principale (*leading*) est très énergétique. Les auteurs de [229] préviennent que :

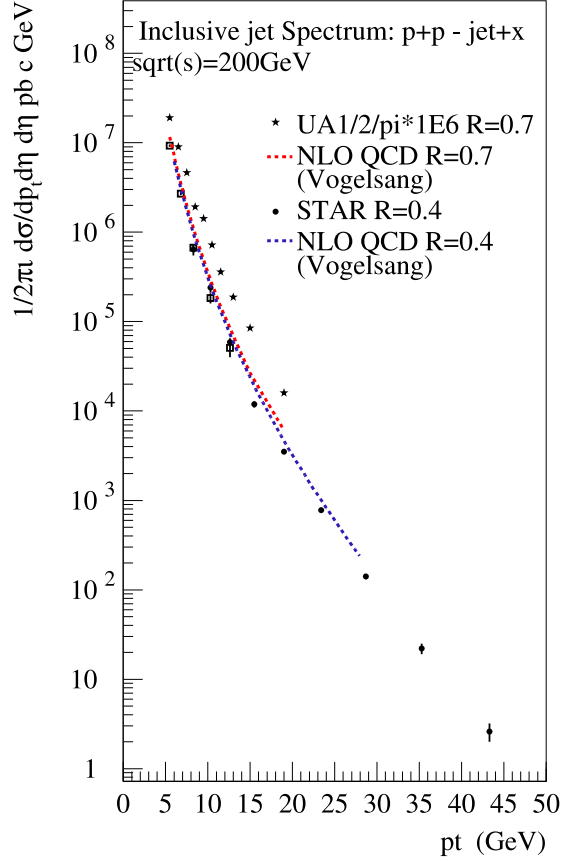


FIG. 7.10 – Comparaison entre les données de STAR ($R = 0.4$) et les données de UA1 ($R = 0.7$)

« *The HT trigger, providing increased selectivity for jets, causes a $p_{\perp}$ dependant bias toward jets with hard fragments that produce an electromagnetic shower* »

Ce type de sélection n'a pas été utilisé dans UA1. Il y a également les erreurs systématiques qui peuvent être assez conséquentes, que ce soit dans STAR ou dans UA1. Les auteurs de [228] indiquent pour UA1 :

« *On average, the experimental data are a factor of two higher than leading order QCD predictions. As explained before, systematic uncertainties, both in the data and in the calculation, can account for part in this discrepancy* »

Cette considération sur les erreurs systématiques confirme la validité du test d'EPOS avec les données. EPOS reproduit l'ordre de grandeurs des observables considérées.

Le dernier point que nous souhaitons soulever ici concerne l'utilisation même du *jet finder*. Nous avons déjà relevé le fait que les conditions d'utilisation du *jet finder* sont essentielles et modifient sensiblement les résultats produits. La diminution

du rayon du cône par exemple entraîne une diminution du spectre à haut $p_{\perp}$. De plus, l'utilisation de *jet finders* différents avec différents modes opératoires entraîne fatalement des résultats sensiblement différents, nous reviendrons en détail sur la notion de *jet finder* dans la section 7.3. Des changements considérables ont eu lieu sur la physique des *jet finders* entre 1988 et 2006. L'information que nous pouvons tirer est qu'une analyse de données sur l'observable jet n'a de sens que si l'on précise quel *jet finder* a été utilisé et dans quelles conditions (R par exemple). C'est en fait la définition de jets qu'il faut préciser, et qui sera propre à chaque étude. On pourrait imaginer la discussion d'observables en fonction de R , comme le nombre de jets par exemple. Cela confirme le fait que pour valider définitivement EPOS avec des données sur les jets, il faut réaliser avec EPOS, la même étude que sur les événements expérimentaux. Avant de pouvoir réaliser cette étude, il faut d'abord valider l'utilisation d'EPOS avec un *jet finder*. C'est ce qui sera présenté dans la section 7.3.

7.3 Discussion sur les *Jet Finders* : utilisation avec EPOS

Les *jet finders* sont des algorithmes de reconstruction de jets. Ils sont des éléments incontournables de la physique des jets, sans eux, il n'est pas possible de parler d'observables « jet », on est obligé de s'arrêter au niveau des hadrons. Les études expérimentales sur les jets sont conditionnées par leur utilisation. Si nous souhaitons effectuer des comparaisons entre EPOS et les données, nous sommes obligés de nous y intéresser pour comprendre ce que nous comparons. Dans un premier temps, nous ferons une description rapide de la physique des *jet finders*. Dans un deuxième temps, nous présenterons une première ébauche d'un couplage entre EPOS et un *jet finder*.

7.3.1 Qu'est ce qu'un *Jet Finder*

Dans un événement, il faut identifier les flux collimatés de particules, qui forment des amas, avec des forts $p_{\perp}$, à des jets. Les Figures 7.11 et 7.12, extraites de [233], illustrent cette problématique. Sur la Figure 7.11 nous voyons à gauche l'illustration des traces des particules dans un détecteur. Nous pouvons identifier deux jets qui sont matérialisés sur la figure de droite. Tandis que sur la Figure 7.12, nous observons à gauche les traces des particules, puis au milieu et à droite, deux interprétations possibles : y a-t-il trois ou quatre jets dans cet événement. Pour ne pas avoir à se poser cette question à chaque événement, des algorithmes ont été développés pour automatiser la procédure, ce sont les *jet finders*.

Les accords de *snowmass*, fondés sur un travail de [234], fixent la définition d'un jet comme base de travail pour le développement des *jet finders*. Dans cet

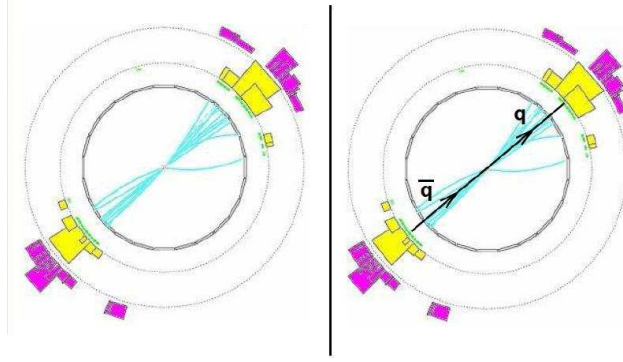


FIG. 7.11 – Identifications de deux jets dans les traces de particules, figure extraite de [233].

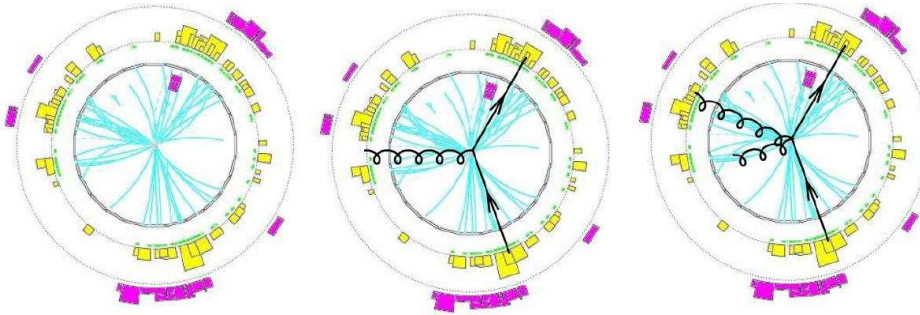


FIG. 7.12 – Trace de particules : voit-on trois (au milieu) ou quatre (à droite) jets ? Figure extraite de [233].

article figure comme conditions :

« *Several important properties that should be met by a jet definition are :*

1. *Simple to implement in an experimental analysis ;*
2. *Simple to implement in the theoretical calculation ;*
3. *Defined at any order of perturbation theory ;*
4. *Yields finite cross section at any order of perturbation theory ;*
5. *Yields a cross section that is relatively insensitive to hadronization. »*

D'après [233], nous comprenons que la propriété n°1 est reliée à la vitesse d'exécution de l'algorithme et que la propriété n°4 est reliée aux divergences infrarouges et colinéaires : les émissions molles et les branchements colinéaires ne doivent pas modifier le jet. Parmi les différents *jet finders* disponibles, deux catégories se dessinent : la première, dite de type cône, satisfait la propriété n°1 mais avait pendant longtemps des difficultés à satisfaire la propriété n°4. À l'inverse, la deuxième catégorie, de type recombinaison séquentielle, satisfait par construction la propriété

n°4, mais était difficile d'utilisation dû fait d'un temps de calcul beaucoup trop long. Nous n'allons pas ici décrire en détail le fonctionnement de chacun de ces types d'algorithmes, nous allons juste décrire brièvement leur fonctionnement et citer les dernières innovations permettant à chacune des catégories de résoudre leurs défauts. Cette description nous sera utile lorsque nous aborderons le couplage entre EPOS et un *jet finder* dans la section 7.3.2.

Algorithme de type cône

Les algorithmes de type cône [92, 93] sont très appréciés par de nombreux expérimentateurs dans le sens où leur exécution est rapide et qu'ils reconstruisent des jets de forme régulière. Le principe de base du fonctionnement des algorithmes de type cône est le suivant :

1. recherche de la particule la plus énergétique,
2. ouverture d'un cône de rayon R fixé autour de cette particule,
3. détermination des particules appartenant à ce cône,
4. calcul du barycentre en énergie de toutes les particules appartenant à ce cône, ce qui définit un nouvel axe,
5. la procédure est réitérée à partir de ce nouvel axe,
6. la procédure s'arrête lorsque l'axe du cône est stable.

Cette description est très basique et des sophistications sont présentes dans les algorithmes. Le défaut principal de ce type d'algorithmes est d'être divergent infrarouge (propriété n°4 des accords de *snowmass*). C'est à dire que si l'algorithme commence avec une autre particule que la précédente, dans certains cas, il ne retrouve pas les mêmes jets. Ce problème a été résolu par l'algorithme SIScone (*Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm*) [235].

Algorithme de type recombinaison séquentielle

Les algorithmes de recombinaison séquentielle, dont le premier est dit k_t [236, 237] sont préférés par de nombreux théoriciens car ils satisfont par construction à la propriété n°4 des accords de *snowmass*. Leur mécanisme se base sur l'inversion du processus de branchement lors de la formation du jet. k_t exprime une distance entre deux particules. On commence par la plus petite distance. On recombine les particules en une seule, puis on cherche à nouveau la particule avec la plus petite distance et qui n'est pas supérieure à la limite R . Lorsqu'il n'y en a plus, la procédure s'arrête. Le premier inconvénient majeur de ce type d'algorithmes concerne le temps de calcul. Ce problème a été résolu avec FastJet [94] : le calcul du plus proche voisin n'a besoin d'être fait qu'en deux dimensions, ce qui réduit le nombre de calculs nécessaires et par conséquent rend les temps d'exécution proche de ceux des algorithmes de type cône [233]. Un autre inconvénient des algorithmes de type k_t est que la forme des jets trouvés n'est pas régulière ce qui

rend complexe leur utilisation d'un point de vue de l'analyse expérimentale. Une solution est apportée par les algorithmes de type anti- k_t [95] qui régularisent la forme des jets trouvés.

Les récents travaux réalisés sur les différents type de *jetfinder* font que tous désormais se rejoignent et remplissent les conditions invoquées dans les accords de *snowmass*. Plus de renseignements sont disponibles sur [238].

7.3.2 Utilisation d'un *Jet Finder* avec EPOS

La section 7.2 a mis en évidence la nécessité de coupler le générateur d'événements EPOS avec un *jet finder* pour pousser plus loin la comparaison avec les données sur les jets. Nous allons présenter une étude préliminaire pour le couplage entre EPOS et un *jet finder* de type cône [239]. Tous les événements discutés dans cet section concerne des collisions pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Les fichiers de sorti d'EPOS contenant l'informations sur les particules produites (nature, impulsion, énergie, position du vertex), étaient convertis en fichier lisible par ROOT. Le *jet finder* utilisé est de type cône, il s'agit du *jet finder* officiel d'ALICE, HIJA fondé sur le *jet finder* développé pour UA1 [51].

Analyse visuelle et premier test avec le *jet finder*

Cette première analyse est effectuée sur une sélection d'événements avec la requête qu'ils contiennent au moins une particule avec un $p_{\perp} > 10$ GeV/c, ceci afin de s'assurer d'avoir au moins un jet par événement et donc d'avoir des événements intéressants pour notre étude. En effet, dans la génération d'événements par EPOS, sans le développement de la méthode de sélection, tous les types d'événements sont produits. Il n'y a aucune garanti qu'un événement pris au hasard soit d'intérêt pour la physique des jets.

La Figure 7.13 est une représentation graphique 2D et 3D des distributions de particules dans l'espace des phases et des impulsions transverses dans l'espaces des phases pour un événement particulier. Sur la figure en haut à gauche, on localise deux amas de particules en $(\eta \approx 1, \phi \approx 2)$ et en $(\eta \approx 1, \phi \approx 5)$. Sur la figure en dessous, au même coordonné, il y a des pics en impulsion transverse. Nous observons donc visuellement dans cet événement deux jets définis par un amas de particules et une forte impulsion transverse. Cette première observation valide le fait que l'on observe des structures de jets dans des événements d'EPOS.

Cette procédure visuelle a été répétée sur plusieurs événements, pour chaque jet identifié, les positions en η, ϕ sont notés. Le *jet finder* est utilisé sur ces même événements, il indique pour chaque jet trouvé la position en η, ϕ ainsi que l'énergie du jet. Le *jet finder* est utilisé avec un rayon de cône $R = 1$ et une coupure $p_{\perp} > 10$ GeV/c pour la recherche de particule principale du jet sur un spectre en rapidité

allant de -10 à $+10$. Tous les jets trouvés visuellement avaient une correspondance avec ceux identifiés par le *jet finder*. Ce dernier en a identifié plus. Visuellement on recherche une corrélation entre un amas de particules et une particule de fort $p_{\perp}$, hors, pour le *jet finder*, le $p_{\perp}$ est prépondérant et il identifie une seule particule à un jet s'il n'y a pas d'amas. Ceci valide la possible utilisation d'un *jet finder* avec EPOS.

La Figure 7.14 présente les profils de l'impulsion transverse en fonction de η (à gauche), en fonction de ϕ (milieu) et profil de l'énergie en fonction de η (à droite). Le profil de gauche nous indique qu'une grande partie de l'impulsion transverse est emporté à $\eta \approx 0$, c'est à dire dans le plan transverse. Le profil du milieu montre deux structures émises en opposition, à 180° l'une de l'autre. Nous identifions deux jets émis dos à dos dans le plan transverse. Le dernier profil indique que la plus grande partie de l'énergie est emportée par les grandes rapidités : il s'agit des *remnants*. Finalement, les différentes observations réalisées mettent en évidence dans EPOS des structures de type jets avec une particule prépondérante, qui emporte une grande partie de l'énergie et a une forte impulsion transverse, ainsi que des particules associées.

Correspondance entre un jet identifié par le *jet finder* et un jet d'EPOS

Avant de discuter comment effectuer la correspondance entre un jet identifié par le *jet finder* et un jet produit dans EPOS, nous devons discuter ce que nous appellons jet dans EPOS. En effet, la section 7.1 a montré que du point de vue théorique, un jet provient de la fragmentation d'un parton en hadrons. Dans EPOS, la production de particules est réalisée par le modèle des cordes décrit dans la section 3.1.6. Ce n'est donc pas la même vision que la vision théorique de la section 7.1. Les partons durs initiateurs de jets sont dans EPOS produits par les sous processus durs des échelles semi-dures. Ces partons réalisent ensuite une gerbe et tous les partons de cette gerbe sont ensuite connectés aux cordes, puis la corde fragmente. La vision de jets dans ce processus d'hadronisation n'est pas aussi clair qu'avec l'utilisation des fonctions de fragmentation. Une même corde peut produire les particules que l'on va finalement identifier aux jets plus à l'extrémité de la corde, d'autres particules. Nous y reviendront par la suite.

Pour une validation du couplage entre EPOS et un *jet finder*, nous allons nous poser la question : les jets identifiés par le *jet finder* proviennent-ils d'un processus dur, et par extension, d'une échelle semi-dure. Pour la production de particules, nous allons distinguer :

- les particules issues des échelles molles (code EPOS : ity=20-29)
- les particules issues des échelles semi-dures (code EPOS : ity=30-39)
- les particules issues des restes des projectiles et cibles (code EPOS : ity=60-69)

La variable ity est une variable d'EPOS qui nous permet de remonter à la nature de l'échelle à l'origine de cette particule de l'état final. Ainsi, pour les jets identifiés

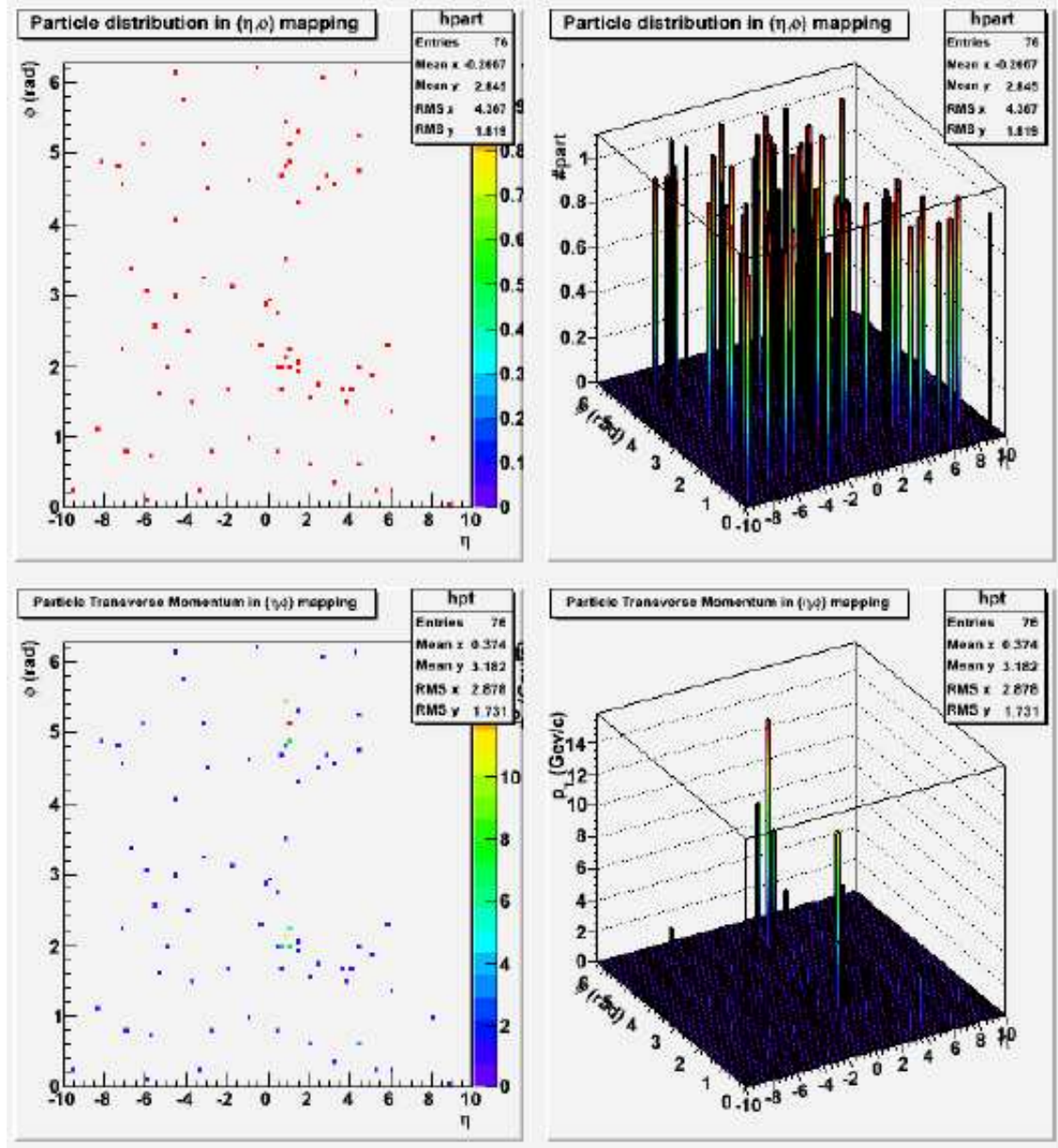


FIG. 7.13 – Représentation graphique 2D et 3D des distributions de particules dans l'espace des phases et des impulsions transverse dans l'espace des phases pour un événement particulier d'une collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV contenant au moins une particule avec $p_{\perp} > 10$ GeV/c [239].

par le *jet finder*, nous allons vérifier que les particules qui le composent proviennent toutes de la même échelle et que cette échelle doit avoir un code $ity=30$. De plus, si l'on observe deux jets provenant de la même échelle avec un code $ity=30-39$ et qu'ils sont distants de $\phi = 180^\circ$, on aura observé la production de deux jets émis

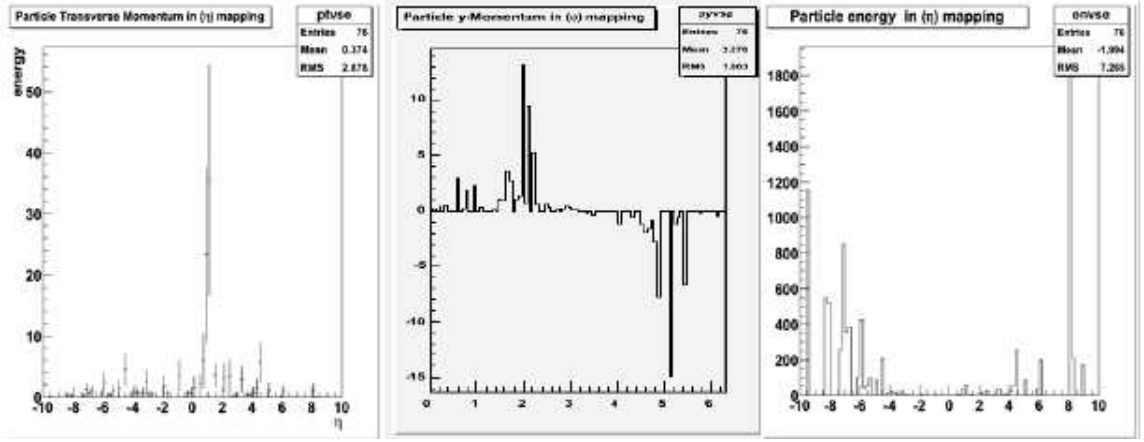


FIG. 7.14 – Profils en impulsion transverse en η (à gauche), en ϕ (milieu) et profil en énergie en fonction de η (à droite) pour un événement particulier d’une collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV contenant au moins un particule avec $p_{\perp} > 10$ GeV/c [239].

dos-à-dos dans un processus dur. Dans EPOS, chaque particule a des numéros identifiants qui permettent de déterminer son géniteur et sa descendance, on peut donc obtenir la corde à l’origine d’une particule et l’échelle à l’origine de cette corde.

Dans EPOS, une grande contribution des particules produites provient des *remnants*, notre fenêtre en rapidité couverte par le *jet finder* étant très large, de nombreuses structures étaient identifiées par le *jet finder* alors qu’il était trivial que ce n’étaient pas des jets. La fenêtre d’ouverture a été réduite à $-1.5 < \eta < 1.5$. Et un nouveau set d’événements a été produits avec les critères qu’au moins une particule ait un $p_{\perp} > 10$ GeV/c et $-1 < y < 1$. Ces restrictions nous ont permis de nous affranchir de la pollution des jets par les remnants.

Pour cette sélection d’événements, il a été obtenu que la majorité des particules identifiées dans un jet par le *jet finder* provenait dans EPOS d’une même corde et que cette corde provenait d’une échelle semi-dure. Il a également été observé de nombreux cas où deux jets sont trouvés par le *jet finder* avec une différence en ϕ de 180° , proviennent d’une ou de deux cordes, toutes issues de la même échelle semi-dure. Nous avons là une correspondance claire entre les structures jets identifiés par le *jet finder* et les jets provenant de la fragmentation de cordes formées des partons issus des sous-processus durs dans EPOS. D’autres particules étaient identifiées par le *jet finder* comme appartenant aux jets, alors que dans EPOS elles étaient identifiées comme provenant d’une toute autre échelle. Leur présence étant très minoritaire, elle peut s’expliquer par la coïncidence, il n’est statistiquement pas impossible que deux cordes complètement distinctes produisent chacune une particule qui seront proches dans l’espace des phases, même s’il n’y a aucune corrélation entre elle. Cette validation a été réalisée sur une sélection d’événements,

elle demande à être généralisée et étendue pour réellement valider l'utilisation d'un *jet finder* avec EPOS.

Premier pas vers une généralisation

Dans cet étude, nous générons 2000 événements avec EPOS, sans aucune sélection sur le $p_{\perp}$ des particules produites, où le positionnement dans l'espace des phases. Ce sont 2000 événements standards d'EPOS. Pour l'analyse, ne sont conservées que les particules avec le code $ity=30$, pour s'affranchir de la pollution des *remnants*. Cela va dans un premier temps faciliter notre étude mais peut également la biaiser car les jets ne seront justement plus pollués.

Avec les réglages du *jet finder* que nous avons utilisés jusqu'à présent ($R = 1$ et $p_{\perp\min} = 10$), nous trouvons sept événements dans lesquels sont identifiés des jets. Dans la plupart des cas, deux jets sont identifiés avec $\Delta\phi = 180^\circ$ et pour chaque jet une grande partie des particules (plus de 70%) proviennent de la même corde, les deux jets provenant de la même échelle. Dans d'autre cas, un seul jet est identifié avec une grande partie des particules (plus de 70%) provenant de la même corde.

Nous avons ensuite fait varier le rayon du cône utilisé par le *jet finder*. L'intérêt de diminuer R est de réduire le bruit de fond. Sur les événements précédents, on remarque qu'en diminuant R (0.7 puis 0.4), le nombre de jets augmentent. En effet, une structure qui ne faisait qu'un seul jet avec $R = 1$ va donner 2 (voir plus) de jets avec $R = 0.7$ puis $R = 0.4$.

Finalement, en revenant à $R = 1$, nous avons fait varier le $p_{\perp\min}$ requis pour déterminer la particule prépondérante d'un jet. En le diminuant, le nombre de jets augmentent car plus de particules sont des candidates pour devenir prépondérante.

Ce type de modifications des jets trouvés par le *jet finder* sur les événements d'EPOS lorsque l'on fait varier le paramètres R et $p_{\perp\min}$ sont des modifications habituellement observés dans l'utilisation des *jet finders*. Nous observons donc avec EPOS le comportement standard observé pour ces études [239].

Bilan d'une première validation d'un couplage EPOS-*jet finder*

Avec cette première étude, nous avons mis en évidence la présence visuelle de structure de type jets dans les événements d'EPOS. Ces structures ont ensuite été identifiées comme telle par le *jet finder*. Finalement, nous avons été en mesure d'établir la relation entre les structures identifiées comme jet par le *jet finder* et les jets produits dans EPOS comme venant de la fragmentation de cordes issues d'échelles semi-dures. Lors de la modification des paramètres d'utilisation du *jet finder*, les modification des résultats observés sur les événements d'EPOS sont en

accord avec les comportements standards d'utilisation d'un *jet finder*. Pour valider complètement un couplage EPOS-*jet finder*, il faudrait compléter l'étude par une automatisation des correspondances des jets dans EPOS et dans le *jet finder* afin de réaliser l'étude sur plus de statistique. Cette première étude n'en reste pas moins très encourageante pour l'utilisation d'EPOS dans la physique des jets.

7.4 Production d'étrangeté dans les jets

L'étrangeté concerne la production de particules avec un ou plusieurs quarks s . C'est un domaine de la physique des ions lourds très intéressant car la production d'étrangeté est considérée comme une signature de la formation du plasma de quarks et de gluons. Après avoir présenté l'étrangeté, nous discuterons une observable particulière qui est le rapport Λ/K_s^0 . Finalement, nous montrerons la pertinence d'étudier ce rapport à la fois dans l'ensemble de l'événement et dans les jets seuls, dans les collisions pp aux énergies LHC. Cette étude s'inspire d'analyses entamées au RHIC [240] et discutées avec l'équipe de Strasbourg [241].

7.4.1 L'étrangeté

L'introduction du nombre quantique s et la notion de particules étranges (contenant un ou plusieurs quarks s) est attribué conjointement à Gell-Mann et Nishijima en 1953 [242]. En 1982, J. Rafelski et B. Müller propose la mesure de l'augmentation de la production d'étrangeté comme signature de la formation d'un QGP [243]. Cette signature est l'une des premières envisagées. Deux arguments supportent cette augmentation. D'une part, il est plus facile de produire une paire $s\bar{s}$ dans un QGP que de former un hadron étrange dans un gaz de hadrons (du fait des mécanismes de production des paires $s\bar{s}$). D'autre part, le temps d'équilibration de l'étrangeté dans un plasma est beaucoup plus faible que dans un gaz de hadrons, ainsi, dans la durée de vie du plasma la densité des quarks étranges pourrait s'approcher de sa valeur à l'équilibre, comme celle des quarks légers [150, 176]. Une augmentation du taux de production des particules étranges dans les collisions d'ions lourds par rapport à pp et par rapport au nombre de participant a été observée au SPS [244] et dans l'expérience STAR [245]. L'étude de l'étrangeté se poursuit avec l'étude du rapport Λ/K_s^0 que nous allons présenter.

7.4.2 Rapport Λ/K_s^0

« L'anomalie des baryons », concerne le comportement du rapport Λ/K_s^0 dans une région en $p_\perp$ intermédiaire (entre 2 et 5 GeV/c). La Figure 7.15 présente ce ratio pour des collisions Au-Au à différentes centralités et pour les collisions pp aux énergies du RHIC, mesuré par l'expérience STAR. Pour la collision Au-Au la plus centrale, on observe une forte augmentation de ce ratio, puis une diminution.

La valeur maximale prise par le ratio diminue lorsque la centralité de la collision diminue. Le ratio est plat dans les collisions pp pour des $p_{\perp} > 2$ GeV/c.

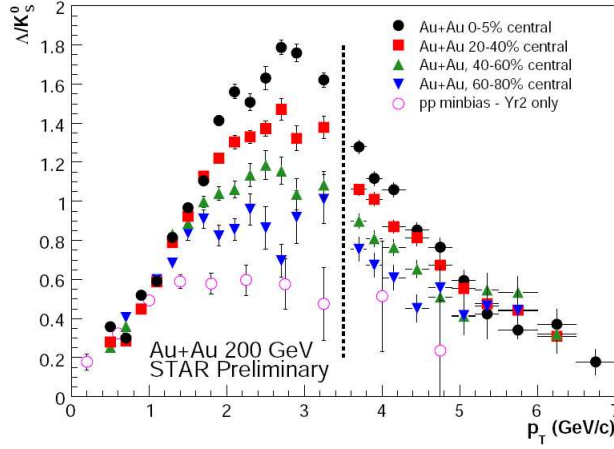


FIG. 7.15 – Rapport Λ/K_s^0 mesuré à rapidité centrale par l'expérience STAR dans les collisions Au-Au pour différentes classes en centralité et dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV [246].

Si ce rapport est plat dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 200$ GeV, il ne l'est plus dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 630$ GeV comme on peut le voir sur la Figure 7.16 avec les résultats de UA1. Cela rend plus complexe la compréhension de ce phénomène car il nous faut expliquer pourquoi la production de baryons étranges augmentent par rapport à la production de mésons étranges lorsque l'énergie augmente dans les collisions pp et lorsque la centralité augmente dans les collisions d'ions lourds à énergie fixée. Nous allons discuter ce phénomène à la lumière d'EPOS pour les collisions pp et présenter des prédictions pour le LHC.

7.4.3 Rapport Λ/K_s^0 dans les jets

Pour investiguer une possible origine de ce comportement du rapport Λ/K_s^0 , nous l'avons étudié avec EPOS pour des collisions pp . Nous traçons ce ratio pour deux configurations appelées :

- « Bulk » : dans la première configuration, il n'y a pas de sélections particulière, il s'agit du rapport standard.
- « Jet » : l'objectif de cette configuration est de regarder la production d'étrangeté dans les jets uniquement. La sélection stricte d'un jet étant délicate, pour une première approximation, nous appellerons la configuration « jet » la sélection de particules provenant d'échelle semi-dure (code ity=30).

la Figure 7.17 présente le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 14 TeV dans EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*. Le premier élément à remarquer est que les deux courbes sont très différentes l'une de

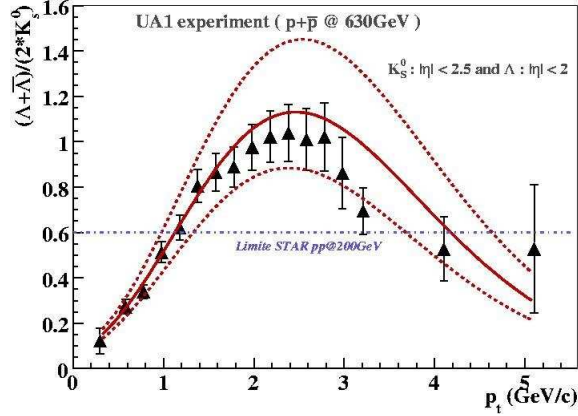


FIG. 7.16 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ pour une collision $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 630$ GeV. Les courbes rouges provenant des incertitudes sur les paramètres extraits, plus de précisions dans [150].

l'autre. La courbe *bulk* a une forme de cloche. La courbe jet est plate. Dans EPOS, l'hydrodynamique est implémenté et comme nous l'avons discutée dans la section 4.5, un traitement collectif est envisageable dans les collisions proton-proton à très haute énergie. Le modèle hydro utilisé ici est le modèle simple (cf. 4.5.2). La forme de la courbe *bulk* s'explique par les effets collectifs qui par effet de masse agissent plus sur les baryons que sur les mésons ($p = \gamma mv$), ce qui implique que le ratio augmente. Dans ce modèle hydro, les particules issues des processus durs n'interagissent pas avec le milieu et s'en échappe, elles sont complètement déconnectées de l'évolution hydrodynamique. Ces particules « jet » sont donc produites suivant l'hadronisation par les cordes. Ce qui explique que le ratio jet soit plat et que la courbe *bulk* tend à rejoindre la courbe jet pour les plus haut $p_\perp$, là où il n'y a plus d'effet de l'hydrodynamique. Les oscillations de la courbe sont uniquement dues à un manque de statistique.

Pour valider cette hypothèse, nous pouvons tracer ces même courbes en supprimant le traitement hydrodynamique. C'est ce qui est présenté sur la Figure 7.18 où la courbe jaune correspond au *bulk* sans hydro. Cette dernière est à ce moment là très proche de la courbe jet : la forme en cloche a disparu.

Pour observer la variation de ces ratios en fonctions de l'énergie, cette même étude est réalisée à $\sqrt{s} = 200$ GeV, 1.8 TeV, 5.5 TeV, et 10 TeV. Et l'on constate que la valeur maximale du ratio augmente avec l'énergie. Le ratio est plat à 200 GeV et les courbes *bulk* et jet sont quasiment identiques pour augmenter de plus en plus jusqu'à 10 TeV. Cela peut s'interpréter par la présence de plus en plus grande de la partie hydrodynamique dans la description de la collision pp. À 200 GeV, il n'y en a quasiment pas, c'est ce qui est d'ailleurs observé de façon qualitative dans les données de STAR (cf. 7.15). Puis au fur et à mesure que l'énergie augmente, la valeur maximale atteinte par la courbe *bulk* est de plus en plus forte et décalée

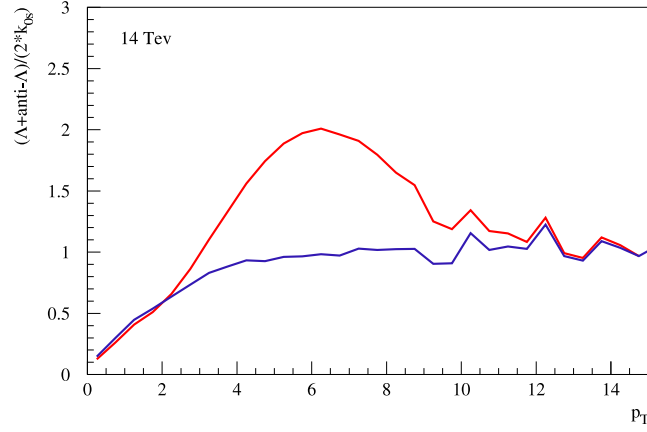


FIG. 7.17 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 14 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*.

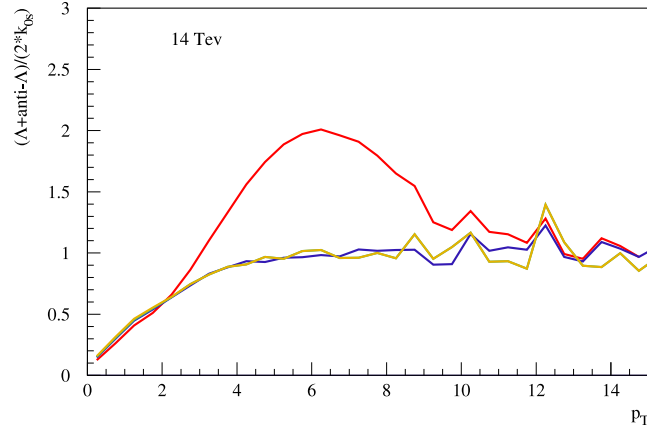


FIG. 7.18 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 14 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*. En jaune, la configuration *bulk* sans hydrodynamique dans EPOS (mini plasma option off)

vers la droite. Cela est à mettre en relation avec l'évolution observée entre 200 GeV et 630 GeV dans les collisions pp .

Finalement, le fait que l'on ait dans EPOS un traitement collectif d'un core dense et le traitement standard de la corona par la fragmentation de corde permet à EPOS de prédire la fraction du volume qui contribue au *bulk* (séparation core-corona). Il faut cependant rester critique quant aux prédictions présentées

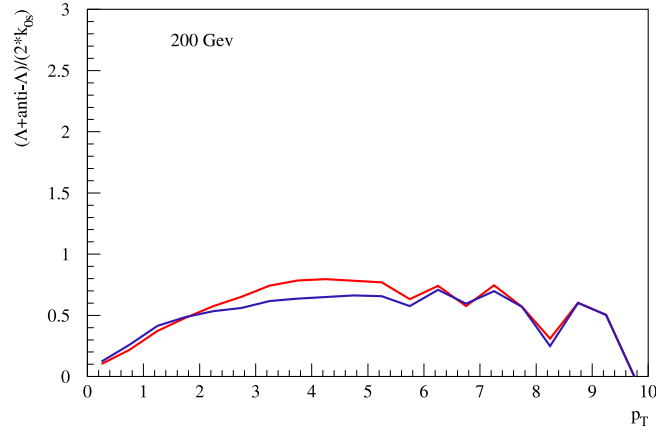


FIG. 7.19 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 200 GeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*.

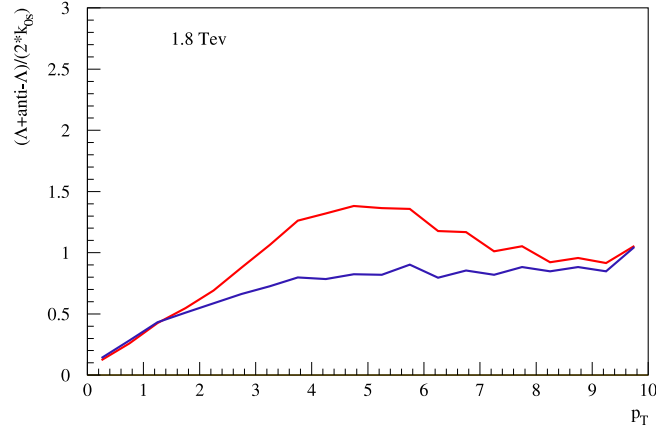


FIG. 7.20 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 1.8 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*.

avec cette version d'une évolution hydrodynamique paramétrisée. En effet, comme nous l'avons déjà discuté dans la section 4.5, ce modèle n'a pas vocation à rester tel quel dans EPOS, il s'agit d'une première approche du phénomène permettant des considérations qualitatives, mais en aucun cas quantitatives. Ainsi, la valeur maximale des rapports baryons/mésons n'est pas à considérer comme une prédiction. Cette valeur étant influencée par l'implémentation du *flow* dans le modèle, dépendant de paramètres. Ce qui faut retenir comme prédiction est la différence *bulk-jet* et l'évolution en fonction de l'énergie du à la part de plus en plus importante de l'hydrodynamique. Cette même étude devra être reproduite après l'implémentation

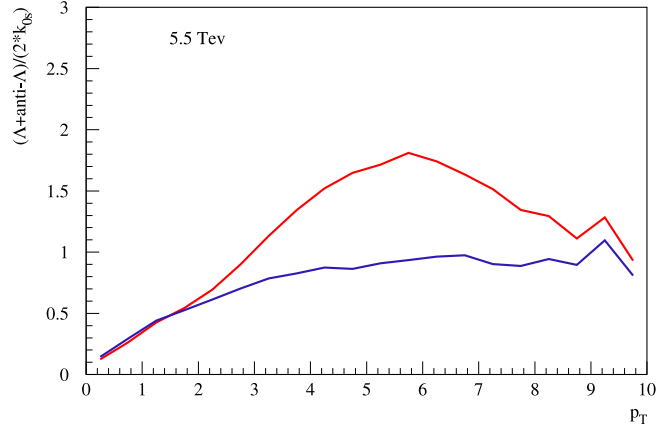


FIG. 7.21 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 5.5 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*.

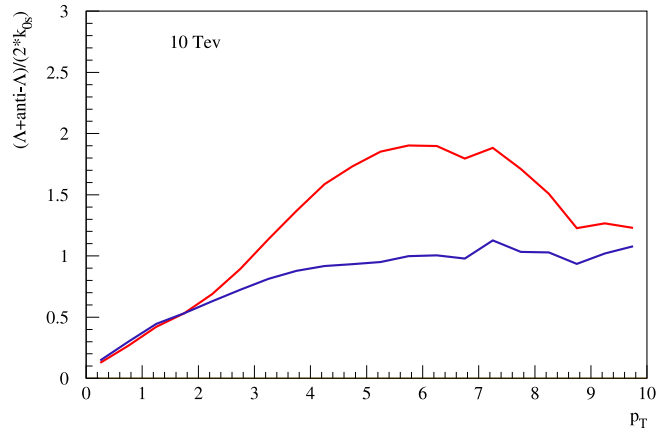


FIG. 7.22 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans une collision pp à 10 TeV dans le générateur d'événements EPOS. En rouge la configuration *bulk*, en bleu la configuration *jet*.

définitive du modèle hydro 3D événement par événement.

La Figure 7.23 résume la discussion précédente. On y voit clairement l'augmentation progressive de la partie hydro (*bulk*=trait plein). On observe également une augmentation du plateau atteint par les courbes jets en fonction de l'énergie. Il serait pertinent de réaliser une telle étude dans les premières données du LHC, la différence de forme dans les courbes *bulk* et jet mettant en évidence la présence de phénomènes collectifs dans les collision pp à très haute énergie.

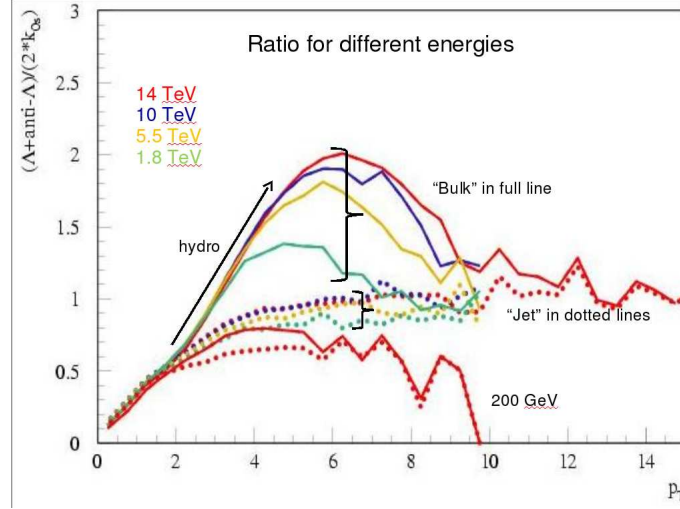


FIG. 7.23 – Synthétisation de toutes les courbes discutées pour le rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans EPOS sur le même schéma.

Finalement, nous avons montré la différence des rapports $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_s^0$ dans le *bulk* et dans les jets pour EPOS. Nous avons discuté que cette différence était imputée dans EPOS à la différence d’hadronisation : collectif+corde dans le *bulk* et uniquement corde dans les jets. Cette différence s’accroît avec l’énergie : les effets de la collectivité sont de plus en plus importants au fur et à mesure que l’énergie augmente. Ces effets devraient être clairement observés dans les collisions *pp*. Ce type d’étude pourrait nous permettre de mieux comprendre la relation entre la partie hydrodynamique et la partie jet : le rapport entre la physique molle et la physique dure ainsi que la différence d’hadronisation entre un milieu et la fragmentation d’un jet.

Si on cherche à étendre cette analyse aux ions lourds, on peut penser que l’hydrodynamique étant de plus en plus importante au fur et à mesure que la centralité augmente : le rapport baryon/méson étrange augmente lui aussi en fonction de la centralité, ce que l’on observait sur la Figure 7.15. Pour discuter la courbe jet, il faudrait inclure dans ce cas des effets de *jet-quenching*. Ce type de comportement semble être déjà observé au RHIC, comme on peut le voir sur la Figure 7.24 qui présente le ratio dans *pp*, dans les ions lourds et dans les jets pour les ions lourds. Il semble alors que la sélection sur les jets rejoignent le cas proton-proton plat comme prédit par EPOS, ce type d’étude doit encore être approfondie.

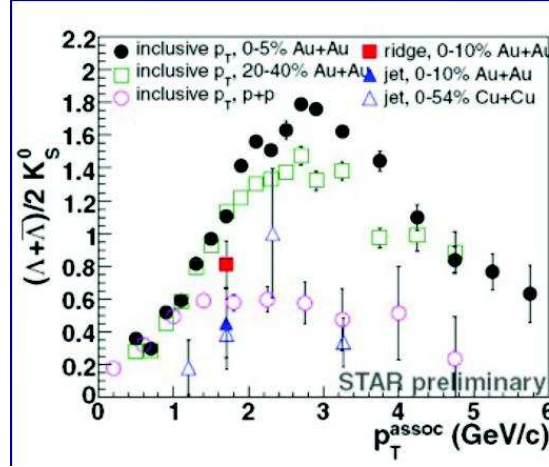


FIG. 7.24 – Rapport $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_s^0$ dans STAR pour les ions lourds, pp et une sélection sur les jets.

7.5 Discussion sur les perspectives d'études avec EPOS

Nous avons montré dans cette thèse qu'EPOS est un générateur d'événements qui se veut le plus complet possible. Dans ce sens, avec EPOS une correspondance peut être établie entre un événement provenant du générateur et un événement provenant de l'expérience. EPOS est construit sur les interactions multiples et permet d'avoir dans le même événement des interactions molles et des interactions semi-dures engendrant des partons durs. Un traitement hydrodynamique introduit au niveau des fragments de cordes est disponible aussi bien dans les ions lourds que dans proton-proton complétant les aspects mous. EPOS est ainsi un générateur d'événements adapté à l'étude de « la physique intermédiaire » : domaine qui se situe à la jonction entre la limite de la physique molle et la limite de la physique dure.

Dans la section 5.2.4 nous avons mis en évidence dans EPOS l'existence des fonctions $f_{\pm}$, équivalentes pour le modèle à des fonctions de distributions partoniques. Il pourrait être envisagée d'utiliser EPOS comme un « générateur de PDF » et pour les fournir à d'autres études où elles sont nécessaires, comme dans la recherche du Higgs.

Pour diverses études ayant lieu au LHC, l'étude de l'événement *minimum bias* est un élément de base pour comprendre le bruit de fond et l'impact possible pour le signal recherché. Des études avec EPOS ont été initiées dans l'expérience ATLAS [247] où il est présenté qu'EPOS pourrait être d'intérêt pour des études *minimum bias*.

Dans les études sur les jets, une grande problématique est la soustraction du bruit de fond et la compréhension de l'*underlying event* : reste de l'événement associé au jet étudié. EPOS produisant des événements complets avec le jet complètement connecté et intégré au reste de l'événement, on peut envisager de réaliser de telles études et d'une façon générale d'investiguer l'interaction entre les aspects durs et les aspects mous d'un événement.

En conclusion, ce chapitre présente EPOS comme un générateur d'événement utilisable dans la physique des hauts $p_{\perp}$ et la physique des jets. La comparaison entre EPOS et les données de STAR et UA1 pour la section efficace inclusive de production de jets est très encourageante et nous indique qu'EPOS présente un intérêt non-négligeable pour cette physique et dans le même temps qu'il est nécessaire de réaliser des études avec l'utilisation de *jet finders* pour réellement être en mesure de comparer EPOS aux données sur les jets. Une première étude sur le couplage entre EPOS et un algorithme de cône indique que ce type de couplage est envisageable dans la mesure où les comportements typiques des jets sont observés sur les événements d'EPOS. Cette étude devra être complétée avec une automatisation de la procédure. Finalement, il apparaît que la production de jets dans un événement complet, qui prend en compte les interactions multiples avec la conservation d'énergie (processus dur/processus mou) et les effets collectifs dans l'hadronisation d'un core dense, permet d'investiguer tout un pan de la physique intermédiaire et des interactions dur/mou. L'étude de la différence de production d'étrangeté dans les jets et dans le *bulk* permet d'investiguer la différence de fragmentation entre les jets et le *bulk* dans les collisions pp aux énergies LHC.

Chapitre 8

Conclusion

*La science a la chance et la modestie
de savoir qu'elle est dans le provisoire,
de déplacer les frontières de l'inconnu
et d'avancer.*

Marc Augé,

Extrait de la revue Le Monde de l'éducation - Avril 2001

Ce n'est plus désormais qu'une question de jours avant que le LHC ne redémarre et que les premières collisions proton-proton aient lieu. Avec le LHC, c'est toute une communauté internationale qui attend les premières données : le premier message du LHC.

Cette thèse se positionne dans le cadre de la physique du Plasma de Quarks et de Gluons, état particulier de la matière pouvant être étudiée dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. La physique du QGP sera principalement étudiée par l'expérience ALICE, même si ATLAS et CMS développent également un programme ions lourds. Dans le premier chapitre, nous nous sommes attardés à décrire le QGP et plus spécifiquement le QGP observé au RHIC dans les collisions d'ions lourds à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Nous avons passé en revue un certain nombre d'analyses expérimentales qui additionnées attestent de la formation au RHIC d'un état de la matière chaud et dense caractérisé par de fortes interactions collectives .

Parmi les observables potentielles du QGP, nous avons discuté plus particulièrement l'ensemble des observables issues des processus durs, tels que les jets, qui motivent la production des processus durs dans un générateur d'événements complet pour la compréhension des collisions proton-proton, d'ions lourds et dans l'éventuelle formation d'un milieu dense.

Dans la physique des collisions d'ions lourds et des collisions proton-proton aux énergies LHC, un outil fréquemment utilisé est le générateur d'événements, outil que nous avons abordé de façon générale dans le chapitre 2. Nous avons également présenté brièvement l'exemple de PYTHIA, générateur de référence. Dans cette

thèse, j'ai participé au développement d'EPOS, qui est également un générateur d'événements. EPOS est fondé sur les développements théoriques de la *Parton-based Gribov-Regge Theory*, théorie qui rassemble sous un même formalisme une description des interactions multiples et des processus durs.

Un point crucial qui a été discuté dans cette thèse est la nécessité de générer les processus durs dans un événement complet. Pour étudier la physique des processus dur, il est possible de partir du modèle des partons. Son inconvénient majeur est le traitement des interactions multiples. Nous avons montré que c'est un point essentiel à prendre en considération si l'on souhaite reproduire tous les aspects d'une collision. La *Parton-based Gribov-Regge Theory* permet l'échange en parallèle d'interactions élémentaires (poméron ou échelle). Ces échelles pourront être de nature purement molle ou semi-dure. L'énergie est conservée dans ce formalisme en séparant l'énergie disponible entre toutes les échelles. Avec EPOS on cherche à établir la correspondance :

$$1 \text{ événement générateur} = 1 \text{ événement expérience}$$

Le chapitre 3 a présenté le fonctionnement d'EPOS dans son ensemble et a montré qu'EPOS est un générateur d'événements relativement complets qui traite aussi bien les interactions multiples, la physique molle, la collectivité et les processus durs dans un même formalisme qui s'applique à tous les systèmes de la physique des collisionneurs et de la physique des rayons cosmiques.

L'inconvénient de cette démarche est que pour observer des événements rares, il faut générer beaucoup de statistiques, comme dans l'expérience. Pour l'étude des hauts $p_{\perp}$ et des jets, ce n'est pas acceptable. L'objectif de ma thèse a donc été de définir une méthode pour être en mesure de faire des sélections sur des événements rares sans perdre la notion d'interaction multiple.

La philosophie de la méthode que je propose est de ne pas modifier le traitement des interactions multiples et la détermination des variables à l'entrée d'une échelle, mais d'effectuer uniquement des modifications au traitement interne d'une échelle semi-dure. Ce point est important car nous avons motivé l'importance des interactions multiples que nous souhaitons garder. Pour modifier le traitement interne d'une échelle un premier travail est de restructurer l'échelle en blocs indépendants à partir desquels nous pouvons construire diverses distributions de probabilité en fonction de diverses variables de l'échelle. Nous avons ainsi un accès direct aux variables importantes dans la génération d'événements, sans remettre en cause les interactions multiples. Grâce à cet accès direct, nous sommes en mesure d'établir une sélection sur ces variables dans la procédure Monte Carlo, et ce, de façon assez naturelle.

Le chapitre 4 détaille la structuration en bloc indépendant et la mise en évidence de distributions de probabilités. La démarche est testée avec des tests analytiques pour les distributions inclusives et un test semi-analytique. On peut mettre en évidence dans EPOS des fonctions $f_{\pm}$ que l'on peut relier à des fonctions de distributions partoniques. Une comparaison avec les PDF est présentée dans le chapitre 2, elle valide cette démarche. Les premiers tests théoriques étant concluants, une nouvelle procédure Monte Carlo est créée sur la base des distributions de Monte Carlo pour les variables $x_{\text{IB}}^{\pm}$ à l'entrée du sous-processus dur et pour les variables $p_{\perp\text{OB}}$ à la sortie du sous-processus dur. Cette procédure est également testée avant l'implémentation dans la génération complète d'événements. Finalement pour la production de particules de hautes impulsions transverses, une double sélection d'abord sur les $x_{\text{IB}}^{\pm}$ puis sur les $p_{\perp\text{OB}}$ permet de produire directement des partons durs de hautes impulsions transverses dans un événement complet.

Finalement, la structuration en blocs indépendants permet une grande liberté sur la façon de gérer le traitement interne des échelles. Cette structuration généralise le modèle et ouvre des possibilités pour de futures améliorations de certains blocs, comme l'implémentation de nouveau processus $2 \rightarrow 2$ voire $2 \rightarrow 3$, la modification des radiations dans le milieu et voire d'autres éléments de physique apportés par le LHC. Le point essentiel est que ce travail de thèse rend EPOS modulable. Le traitement des processus de haut $p_{\perp}$, processus rares, est une première réalisation des possibilités offertes par la modularité.

Dans tous les éléments que nous avons discutés jusqu'à présent, nous avons eu recours aux techniques numériques. Le chapitre 5 montre que la maîtrise des techniques numériques est vitale pour avoir un générateur d'événements réalistes qui utilise un temps raisonnable pour la production d'un événement. Ainsi, un travail conséquent a été mené sur les intégrations par la méthode des quadratures de Gauss, la tabulation et l'interpolation des fonctions lentes à l'appel et pour la procédure Monte Carlo. Il apparaît que pour chaque technique numérique l'aspect délicat est l'application à notre cas particulier qui ne correspond pas au cas d'école.

Une fois tout cela mis en place, nous avons mené trois études sur la physique des jets avec EPOS, qui sont présentées dans le chapitre 6. La première concerne la section efficace de production de jets dans les collisions pp et $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV et où il apparaît qu'EPOS est en accord avec les données de STAR avec moins d'un facteur deux d'écart sur neuf ordres de grandeurs. Cependant, cette comparaison ne peut être prise qu'à titre indicatif car dans EPOS il s'agit de la production de partons à l'issue du processus dur et non de jet. Cela nous indique la nécessité de coupler EPOS avec un *jet finder* pour être en mesure d'effectuer des comparaisons EPOS-données expérimentales pour les jets. Une étude préliminaire montre qu'un couplage est envisageable, le comportement rencontré dans EPOS est similaire aux comportements usuels rencontrés dans l'étude des jets. Ceci doit être confirmé avec plus de statistiques. Finalement une étude sur la différence de

production d'étrangeté dans les jets et dans le *bulk* est menée avec l'étude du rapport Λ/K_0^s dans les collisions pp . Il en résulte que des effets collectifs dans pp impliquent une augmentation du rapport et qu'un *trigger* sur les jets montrent un comportement différent sans collectivité.

En conclusion, le message de ce manuscrit est qu'EPOS est un générateur d'événements qui a clairement quelque chose à apporter à la physique des processus durs aux énergies LHC. Son traitement des interactions multiples, de la collectivité et sa capacité à produire des processus durs dans des événements complets sont des atouts majeurs. Un de ses inconvénients, qui concerne la difficile observation des processus rares produisant des hauts $p_\perp$, a été résolu dans cette thèse par la mise en place d'une méthode de sélection appropriée au modèle. Si la perspective d'une sélection sur les sous-processus durs $2 \rightarrow 2$ a été évoquée et rendue possible par le nouveau formalisme développé, elle reste à mettre en place en pratique. L'étape logique après celle-ci est le développement de l'interaction jet-milieu par l'interaction entre le parton dur produit dans le sous-processus dur et le milieu collectif formé.

Annexe A

Sous-processus dur

Cette annexe présente des compléments d'informations sur les sous-processus durs $2 \rightarrow 2$ qui dans EPOS représente le bloc K . On a :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d^2p_{\text{perp}}dy} = \frac{2s}{\pi} \delta(s+t+u) \frac{\pi\alpha^2}{s^2} B_{ik} \quad (\text{A.1})$$

avec $\frac{\pi\alpha^2}{s^2} B_{ik}$ exprimé dans le tableau A.1 codé dans la fonction `psbori` du fichier `epos-sem`. Le facteur $\frac{2s}{\pi}$ provient du changement de variable pour avoir l'expression en fonction de $x^\pm$. Un changement de variable est effectué pour exprimer u de façon positive : $u = s - t$.

réaction	$\frac{d\sigma}{d^2p_T dy}$
$gq \rightarrow gq$	$\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{1}{2.25}\left(\frac{s}{u} + \frac{u}{s}\right)$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{2}\left(\frac{t}{u} + \frac{u}{t}\right) - 1.125\left(\frac{t^2+u^2}{s^2}\right)$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{1}{1.125} \frac{t^2+u^2}{s^2}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27}\left(\frac{t}{u} + \frac{u}{t}\right) - \frac{t^2+u^2}{s^2} \frac{1}{0.375}$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2}\left[3 - \frac{tu}{s^2} + \frac{su}{t^2} + \frac{st}{u^2}\right]$
$qq \rightarrow qq$	$\left[\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{s^2+t^2}{u^2}\right] \frac{1}{2.25} - \frac{s^2}{tu} \frac{1}{3.375}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\left[\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{u^2+t^2}{s^2}\right] \frac{1}{2.25} - \frac{u^2}{ts} \frac{1}{3.375}$
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{s^2+u^2}{t^2} \frac{1}{2.25}$
$q\bar{q} \rightarrow g\gamma$	$\frac{16}{81}\left(\frac{u}{t} + \frac{t}{u}\right)$
$qg \rightarrow g\gamma$	$\frac{2}{27}\left(\frac{u}{s} + \frac{s}{u}\right)$
$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$	$\frac{4}{81}\left(\frac{t}{u} + \frac{u}{t}\right)$

TAB. A.1 – Tableau des expressions des sections efficaces différentielles pour les sous-processus durs $2 \rightarrow 2$.

Annexe B

Test analytique pour les collisions pp

Cette annexe présente des graphiques complémentaires à ceux discutés dans la section 5.6. Cette section discute de la validité de la démarche pour des collisions pp à d'autres énergies que celle du RHIC : 1.8 TeV, 5.5 TeV, 10 TeV et 14 TeV. Dans la section 5.6 seul les graphes sommés sur toutes les cas possibles d'émissions ou non d'un côté et de l'autre de l'échelle sont présentés. Ici, les graphiques complémentaires qui détaillent les différents cas possible d'émission sont présenté pour toutes les énergies. Les graphiques reprennent les test A, B et C qui se superposent tous, le test est dans l'ensemble concluant. On remarque uen forme triangulaire pour le test A qui est un artefact de l'affichage et de l'interpolation.

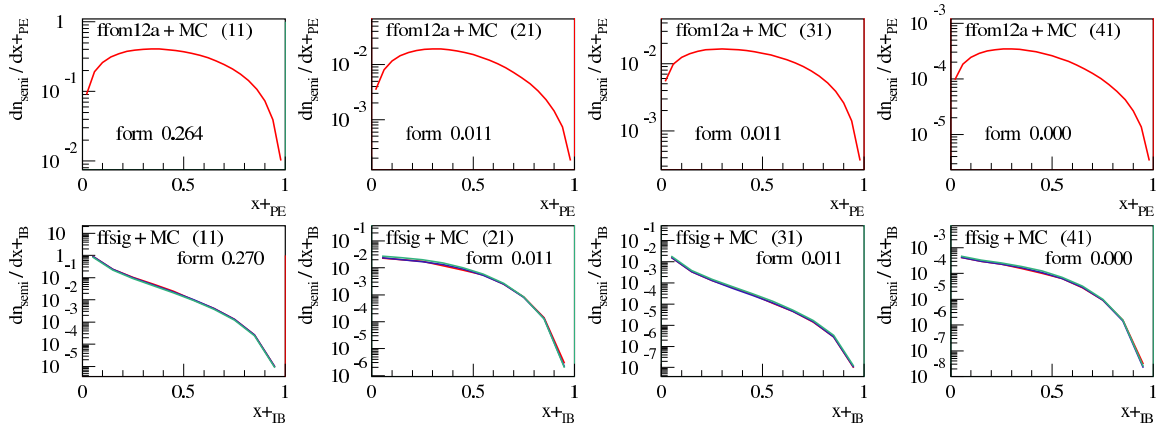


FIG. B.1 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.

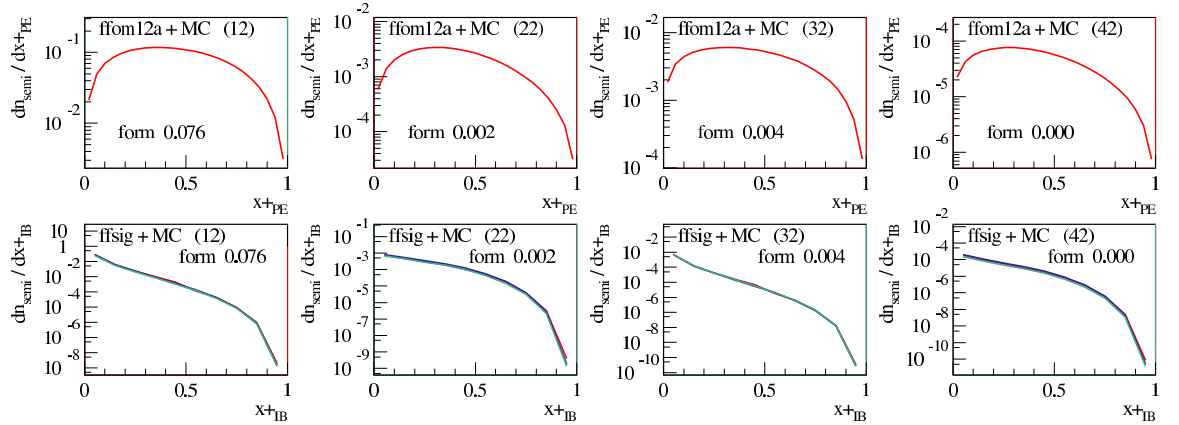


FIG. B.2 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

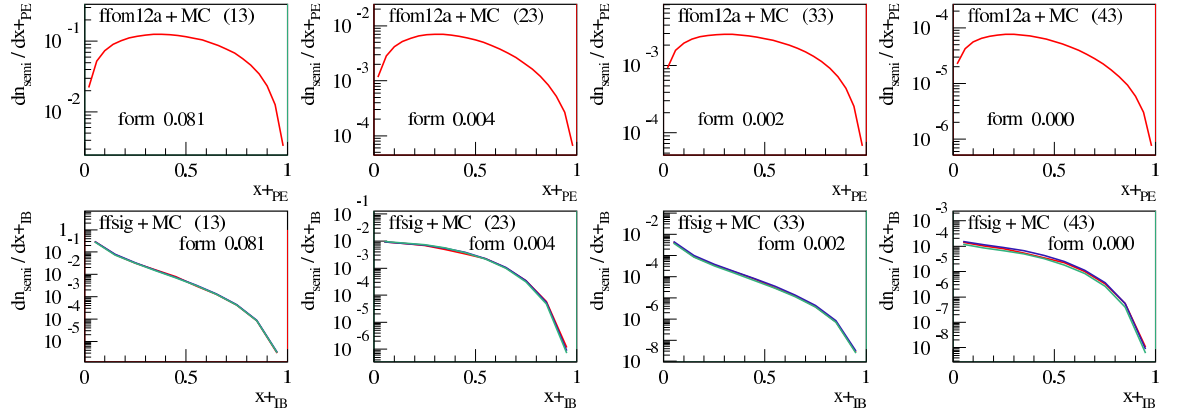


FIG. B.3 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

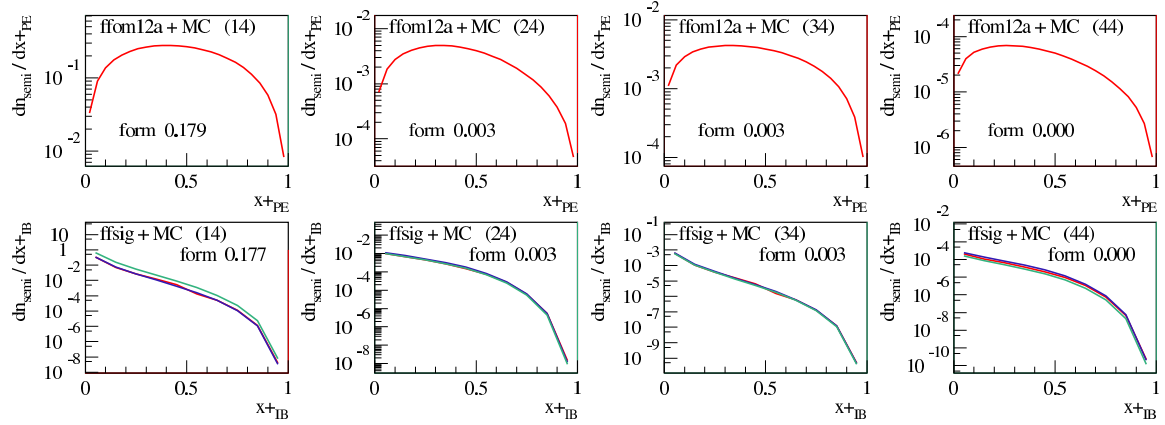


FIG. B.4 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

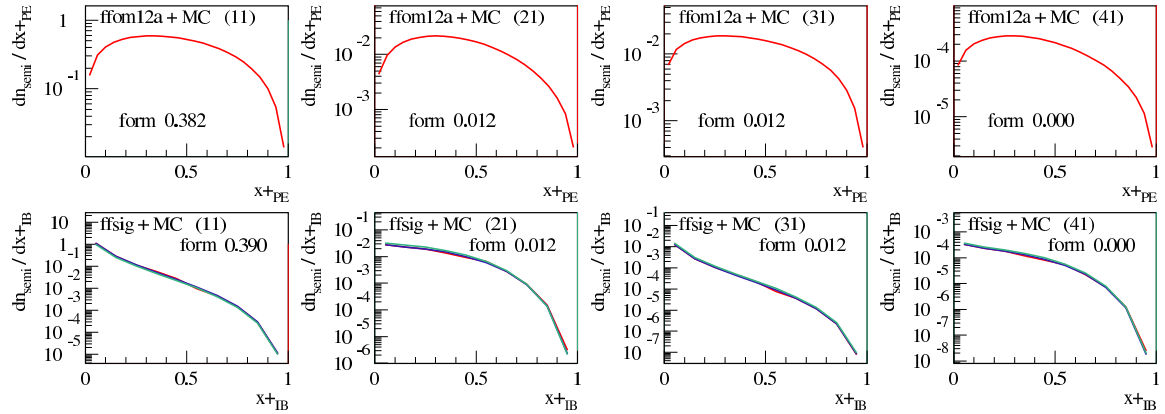


FIG. B.5 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (41), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.

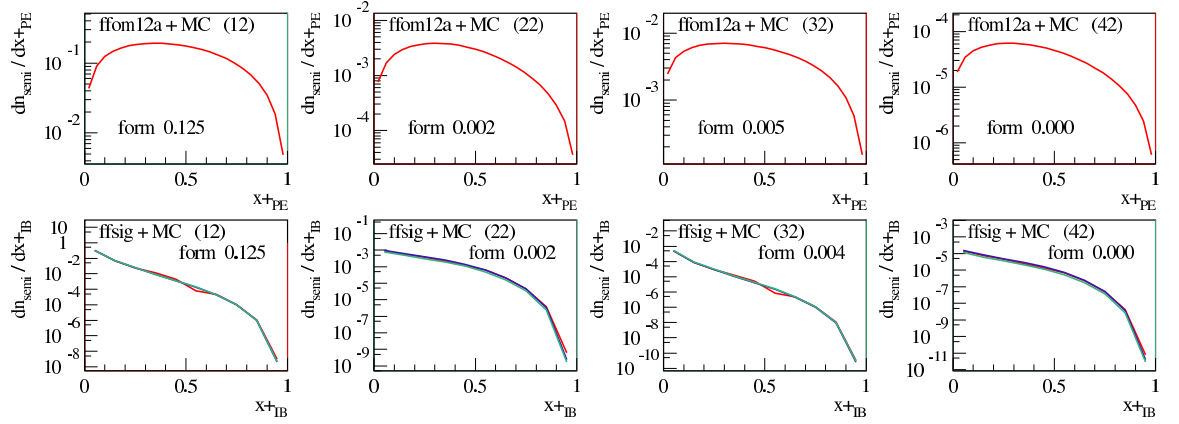


FIG. B.6 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

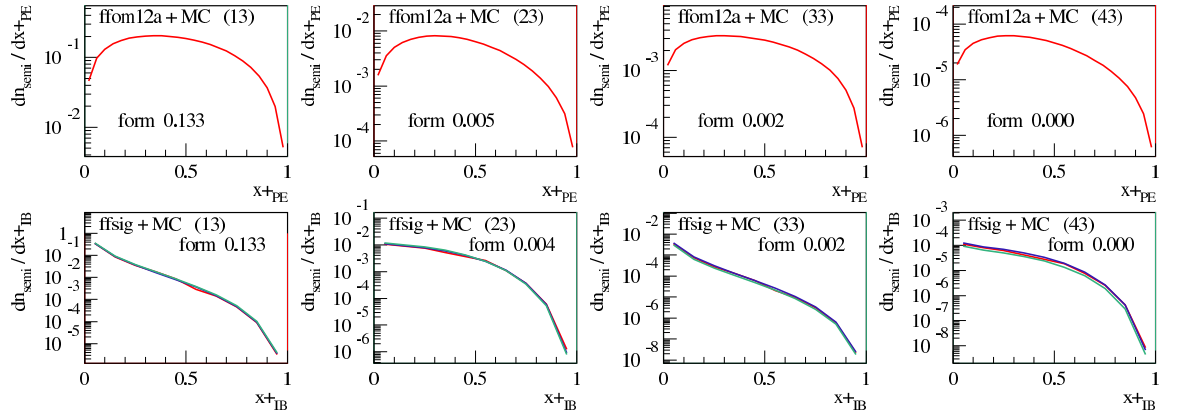


FIG. B.7 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

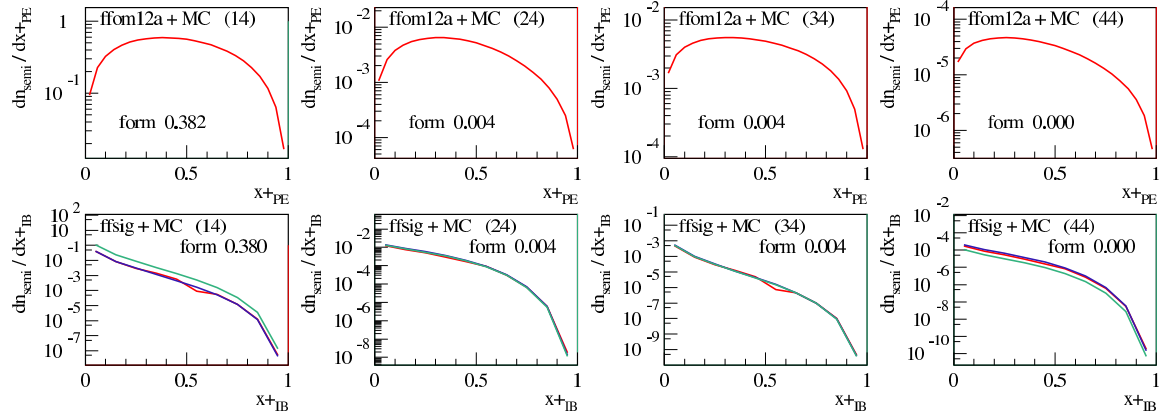


FIG. B.8 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

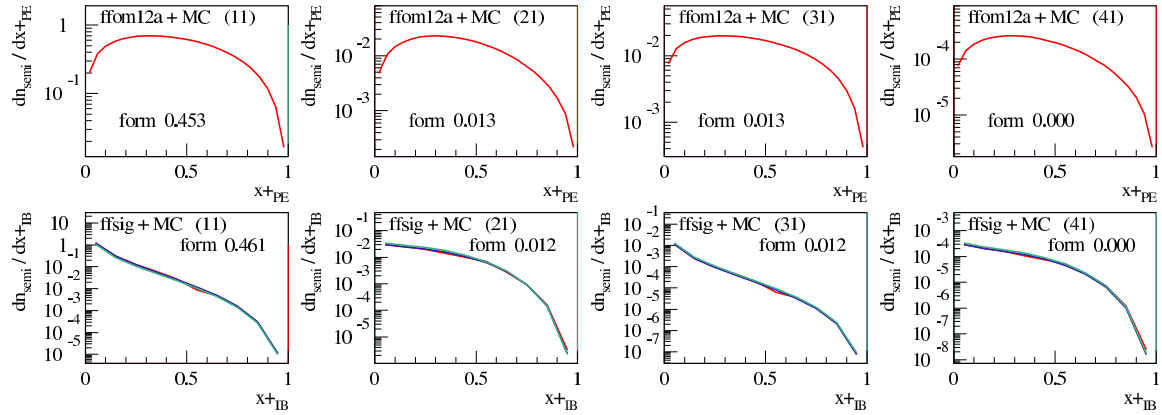


FIG. B.9 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.

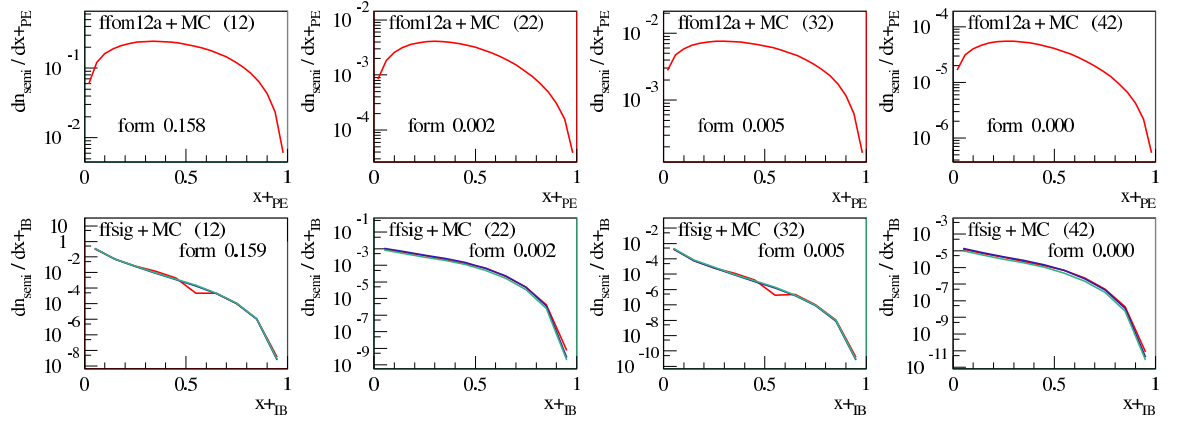


FIG. B.10 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

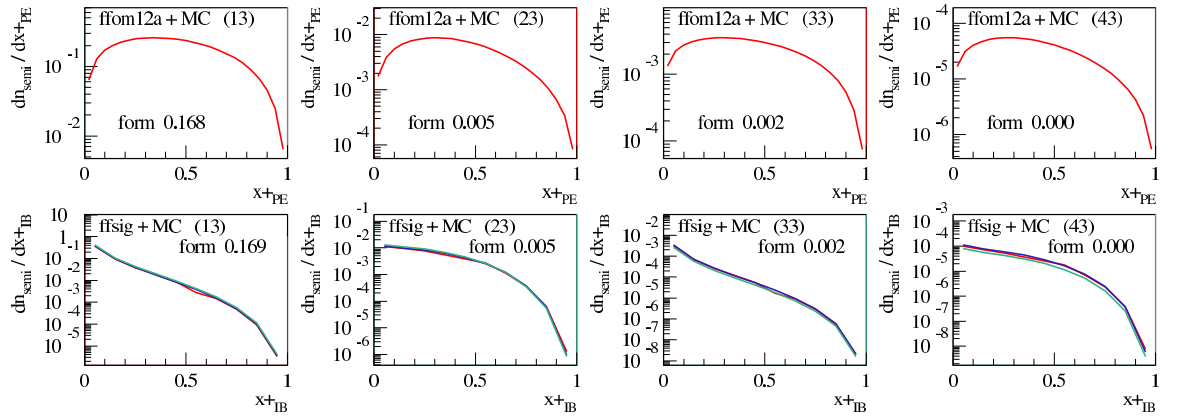


FIG. B.11 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

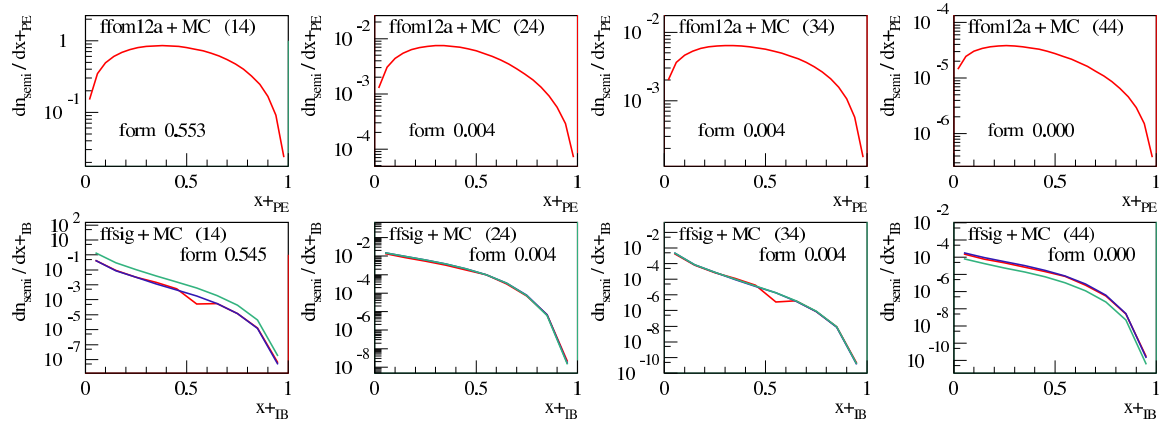


FIG. B.12 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

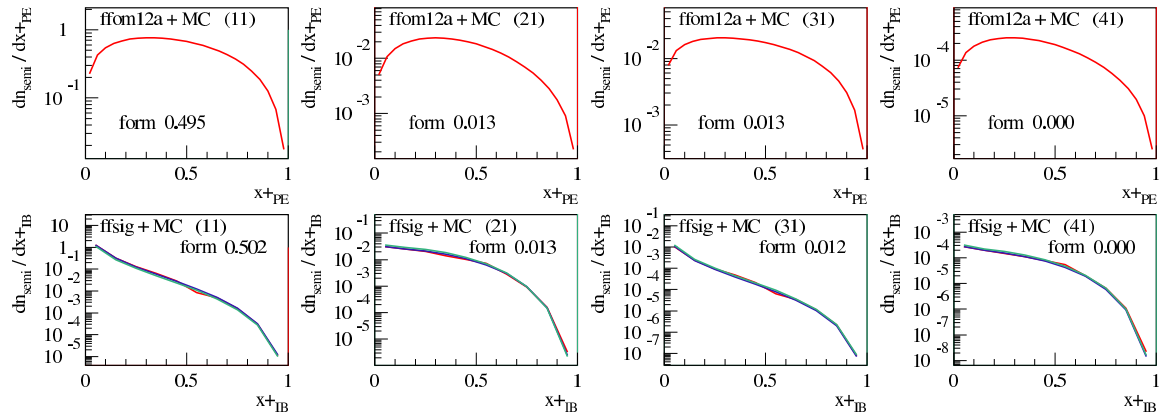


FIG. B.13 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (11), val-sea (21), sea-val (31) et val-val (4), dans le cas sans émission pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge 1er test suivant la factorisation, bleu deuxième test, convolution avec F fait à l'extérieur, vert : troisième test avec les fonction S normalisée.

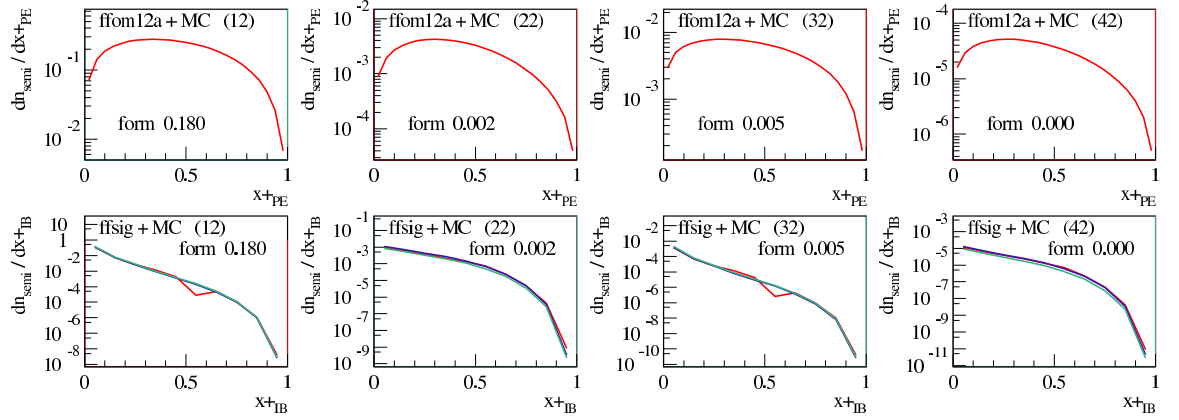


FIG. B.14 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (12), val-sea (22), sea-val (32) et val-val (42), dans le cas avec émission du côté + uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

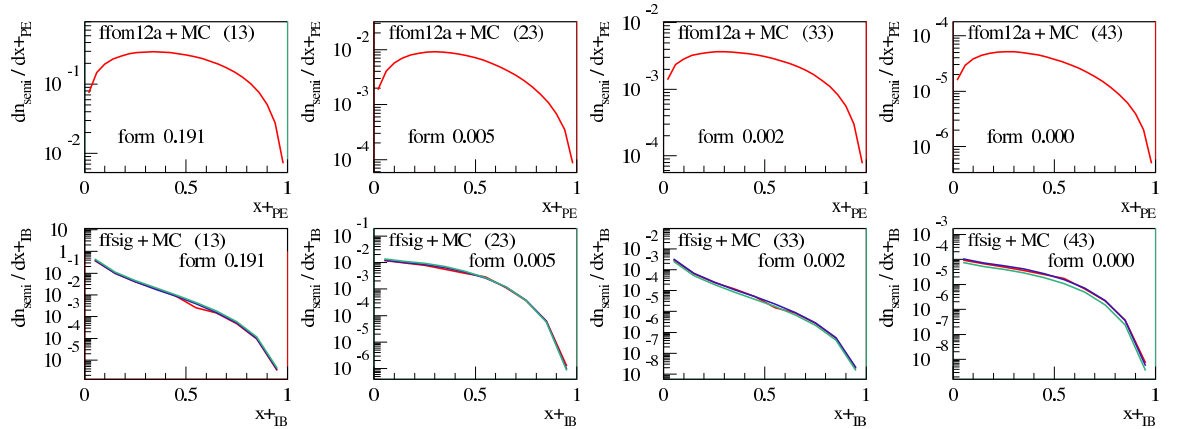


FIG. B.15 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (13), val-sea (23), sea-val (33) et val-val (43), dans le cas avec émission du côté - uniquement pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

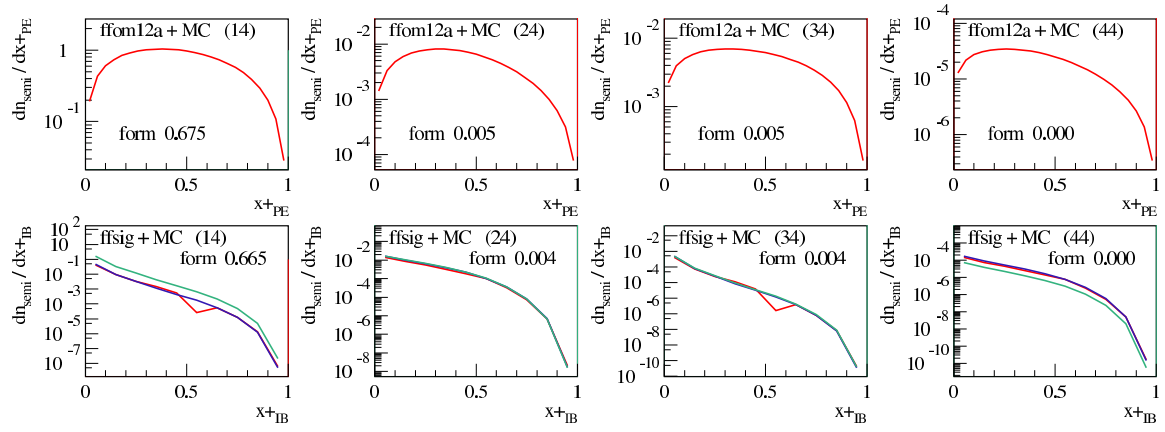


FIG. B.16 – Nombre d'échelles semi-dures en fonction de x_{PE}^+ au dessus et en fonction de x_{IB}^+ au dessous, intégré sur les variables en x^- , pour différents types d'échelles : sea-sea (14), val-sea (24), sea-val (34) et val-val (44), dans le cas avec émission des deux côtés pour EPOS 1.66 dans une collision pp à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Pour les x_{PE} , en trait plein rouge : N_{AGK} . Pour les x_{IB} : trait plein rouge test (A), bleu test(B), vert : test(C).

Annexe C

Implémentation de l'interaction jet-milieu

Au moment présent dans EPOS, il n'y a pas la possibilité de faire interagir le parton dur initiateur d'un jet avec le milieu formé dans la collision. Il n'y a donc pas de possibilité de faire du jet-quenching. Tous les partons formés le long de l'échelle semi-dure, les deux produits par le sous-processus dur et ceux des radiations d'états initiales le long de l'échelle, tous ces partons vont subir des radiations dans le vide, effectuées par les sous-routines `timsh2` pour les partons durs et `timsh1` pour les autres dans `epos-tim`. Tous les partons produits par ces radiations sont ensuite connectés aux cordes.

Pour implémenter l'interaction jet-milieu, il suffit de remplacer la cascade partonique dans le vide par une interaction avec le milieu. Cette interaction pourrait être réalisée par le module Q-PHYTIA prenant le milieu formé dans EPOS. Les partons issus de ce module peuvent ensuite être connectés aux cordes suivant la procédure standard. Dans `epos-rsh`, pour basculer sur une interaction jet-milieu, l'appelle à la procédure `timsh2` est remplacée par l'appelle à la procédure `jet_medium` dans `epos-tim` si la variable `medium` est égale à 1, la valeur par défaut étant 0.

Bibliographie

- [1] Edward V. Shuryak. Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions. *Phys. Lett.*, B78 :150, 1978.
- [2] John C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter : Neutrons Or Asymptotically Free Quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34 :1353, 1975.
- [3] N. Cabibbo and G. Parisi. Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation. *Phys. Lett.*, B59 :67, 1975.
- [4] D. J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet Behavior Of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1343–1346, 1973.
- [5] H. David Politzer. Reliable Perturbative Results For Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1346–1349, 1973.
- [6] D. W. Duke and R. G. Roberts. Determinations of the QCD Strong Coupling α_s and the Scale Lambda (QCD). *Phys. Rept.*, 120 :275, 1985.
- [7] M. Gockeler et al. A determination of the Lambda parameter from full lattice QCD. *Phys. Rev.*, D73 :014513, 2006, hep-ph/0502212.
- [8] Siegfried Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58 :351–386, 2007, hep-ex/0606035.
- [9] Frithjof Karsch and Edwin Laermann. Susceptibilities, the specific heat and a cumulant in two flavor QCD. *Phys. Rev.*, D50 :6954–6962, 1994, hep-lat/9406008.
- [10] C. R. Allton et al. The QCD thermal phase transition in the presence of a small chemical potential. *Phys. Rev.*, D66 :074507, 2002, hep-lat/0204010.
- [11] Kenneth G. Wilson. Quantum Chromodynamics on a Lattice. Presented at Cargese Summer Inst., Cargese, France, Jul 12- 31, 1976.
- [12] B. Sheikholeslami and R. Wohlert. Improved Continuum Limit Lattice Action for QCD with Wilson Fermions. *Nucl. Phys.*, B259 :572, 1985.
- [13] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo. The QCD transition temperature : Results with physical masses in the continuum limit. *Phys. Lett.*, B643 :46–54, 2006, hep-lat/0609068.
- [14] Hans Simon. The Phase Diagram of QCD. *Contemp. Phys.*, 42 :209–225, 2001.

-
- [15] Merci à Nicolas Lebris pour ses talents artistiques.
 - [16] Martinez Ginès. Introduction à l'étude expérimentale de la matière hadronique dans les collisions entre ions lourds. Le Plasma de Quarks et de Gluons. *Thèse d'Habilitation à diriger des recherches*, 2006.
 - [17] Frithjof Karsch. Lattice QCD at high temperature and density. *Lect. Notes Phys.*, 583 :209–249, 2002, hep-lat/0106019.
 - [18] Zoltan Fodor. Lattice QCD results at finite temperature and density. *Nucl. Phys.*, A715 :319–328, 2003, hep-lat/0209101.
 - [19] Z. Fodor. Recent Result in QCD Thermodynamics from the Lattice. *PoS, CPOD07* :027, 2007, 0712.2930.
 - [20] D. Bailin and A. Love. Superfluidity and Superconductivity in Relativistic Fermion Systems. *Phys. Rept.*, 107 :325, 1984.
 - [21] Mark G. Alford, Krishna Rajagopal, and Frank Wilczek. Color-flavor locking and chiral symmetry breaking in high density QCD. *Nucl. Phys.*, B537 :443–458, 1999, hep-ph/9804403.
 - [22] Helmut Satz. Colour deconfinement and quarkonium binding. *J. Phys.*, G32 :R25, 2006, hep-ph/0512217.
 - [23] Boris A. Gelman, Edward V. Shuryak, and Ismail Zahed. Classical Strongly Coupled QGP I : The Model and Molecular Dynamics Simulations. *Phys. Rev.*, C74 :044908, 2006, nucl-th/0601029.
 - [24] Edward V. Shuryak and Ismail Zahed. Rethinking the properties of the quark gluon plasma at T approx. T(c). *Phys. Rev.*, C70 :021901, 2004, hep-ph/0307267.
 - [25] Boris A. Gelman, Edward V. Shuryak, and Ismail Zahed. Classical strongly coupled QGP. II : Screening and equation of state. *Phys. Rev.*, C74 :044909, 2006, nucl-th/0605046.
 - [26] V. Koch, A. Majumder, and J. Randrup. Baryon-strangeness correlations : A diagnostic of strongly interacting matter. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :182301, 2005, nucl-th/0505052.
 - [27] Darin E. Acosta et al. Soft and hard interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800\text{-GeV}$ and 630-GeV . *Phys. Rev.*, D65 :072005, 2002.
 - [28] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667 :340–344, 2008.
 - [29] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07 :012, 2002, hep-ph/0201195.
 - [30] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and C. A. Salgado. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur. Phys. J.*, C9 :61–68, 1999, hep-ph/9807297.

- [31] Pierog Tanguy. *Les effets d'écrantages dans les collisions de particules ultra-relativistes*. PhD thesis, Université de Nantes, 2002.
- [32] J. D. Bjorken. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region. *Phys. Rev.*, D27 :140–151, 1983.
- [33] Werner Klaus. Physics of event generators. Invited lecture, given at the Pan-American Study Institute New States of Matter in Hadronic Interactions, Campos de Jordao, Brazil, January 7-18, 2002.
- [34] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. Transverse flow due to mini - jets in p anti-p collisions at $S^{*}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Lett.*, B282 :466–470, 1992.
- [35] T. Alexopoulos et al. Mass identified particle yields in anti-proton - proton collisions at $S^{*}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :991, 1990.
- [36] Peter Levai and Berndt Muller. Transverse baryon flow as possible evidence for a quark - gluon plasma phase. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :1519–1522, 1991.
- [37] Conesa Del Valle Zaida. *Performance of the ALICE muon spectrometer. Weak boson production and measurement in heavy-ion collisions at LHC*. PhD thesis, Université de Nantes, 2007.
- [38] K. Adcox et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl. Phys.*, A757 :184–283, 2005, nucl-ex/0410003.
- [39] www.bnl.gov/rhic/.
- [40] M. Adamczyk et al. The BRAHMS experiment at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499 :437–468, 2003.
- [41] I. Arsene et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. *Nucl. Phys.*, A757 :1–27, 2005, nucl-ex/0410020.
- [42] B. B. Back et al. The PHOBOS detector at RHIC. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499 :603–623, 2003.
- [43] B. B. Back et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nucl. Phys.*, A757 :28–101, 2005, nucl-ex/0410022.
- [44] K. Adcox et al. PHENIX detector overview. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499 :469–479, 2003.
- [45] K. H. Ackermann et al. STAR detector overview. *Nucl. Instrum. Meth.*, A499 :624–632, 2003.
- [46] John Adams et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys.*, A757 :102–183, 2005, nucl-ex/0501009.
- [47] R. Granier de Cassagnac. Dileptons in phenix (and cms). Talk Presented at CMS-HI meeting, CERN, March 6th 2009.

-
- [48] Larry McLerran. What have we learned from RHIC? *Pramana*, 60 :765–786, 2003, hep-ph/0202025.
 - [49] T. Ludlam and L. McLerran. What have we learned from the Relativistic Heavy Ion Collider? *Phys. Today*, 56N10 :48–54, 2003.
 - [50] (ed.) Carminati, F. et al. ALICE : Physics performance report, volume I. *J. Phys.*, G30 :1517–1763, 2004.
 - [51] (ed.) Alessandro, B. et al. ALICE : Physics performance report, volume II. *J. Phys.*, G32 :1295–2040, 2006.
 - [52] K. Safarik. Physics programme of ALICE experiment. *Nucl. Phys.*, A749 :229–242, 2005.
 - [53] (Ed.) d’Enterria, David G. et al. CMS physics technical design report : Addendum on high density QCD with heavy ions. *J. Phys.*, G34 :2307–2455, 2007.
 - [54] Jiangyong Jia and for the ATLAS Collaboration. Hard Probes of the ATLAS Heavy Ion Physics Program. 2008, arXiv : nucl-ex-0810.4536.
 - [55] www.cern.ch.
 - [56] Federico Antinori. Heavy-ion physics with ALICE. *J. Phys.*, G34 :S511–518, 2007, nucl-ex/0702013.
 - [57] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 0803 :S08002, 2008.
 - [58] B. Hippolyte. Physique des premiers jours avec alice. Présentation donnée aux rencontres QGP France 2008, Etretat.
 - [59] <http://qgp.uni-muenster.de/schlahu/thesis/phd/HTML/node39.html>.
 - [60] <http://www.bnl.gov/rhic/news/061907/story2.asp>.
 - [61] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667 :1, 2008.
 - [62] T. Matsui and H. Satz. J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett.*, B178 :416, 1986.
 - [63] M. C. Abreu et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS. *Phys. Lett.*, B477 :28–36, 2000.
 - [64] P. Faccioli, C. Lourenco, J. Seixas, and H. K. Woehri. Study of ψ' and χ_c decays as feed-down sources of J/ψ hadro-production. *JHEP*, 10 :004, 2008, 0809.2153.
 - [65] S. Digal, S. Fortunato, and H. Satz. Predictions for J/psi suppression by parton percolation. *Eur. Phys. J.*, C32 :547–553, 2004, hep-ph/0310354.
 - [66] A. Capella and E. G. Ferreira. J/psi suppression at $s^{*}(1/2) = 200$ GeV in the comovers interaction model. *Eur. Phys. J.*, C42 :419–424, 2005, hep-ph/0505032.

- [67] A. Adare et al. J/psi production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :232301, 2007, nucl-ex/0611020.
- [68] L. A. Linden Levy. What do we really know about cold nuclear matter effects? *Eur. Phys. J.*, C62 :99–102, 2009.
- [69] E. G. Ferreiro, F. Fleuret, J. P. Lansberg, and A. Rakotozafindrabe. Cold Nuclear Matter effects on J/ψ production at RHIC : comparing shadowing models. 2009, 0903.4908.
- [70] P.B. Gossiaux. Private Communication.
- [71] O. Linnyk, E. L. Bratkovskaya, and W. Cassing. Open and hidden charm in proton-nucleus and heavy-ion collisions. *Int. J. Mod. Phys.*, E17 :1367–1439, 2008, 0808.1504.
- [72] Jean-Yves Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev.*, D46 :229–245, 1992.
- [73] J. Y. Ollitrault. Thermalization and elliptic flow at rhic and lhc. Talk Presented at the Heavy Ion Forum, CERN, Dec. 13 2006.
- [74] Arthur M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C58 :1671–1678, 1998, nucl-ex/9805001.
- [75] J. Y. Ollitrault. Private Communication.
- [76] John Adams et al. Azimuthal anisotropy in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV. *Phys. Rev.*, C72 :014904, 2005, nucl-ex/0409033.
- [77] Iu. Karpenko T. Pierog S. Porteboeuf M. Bleicher S. Haussler k.Werner, T. Hirano. On the role of initial conditions and final state interactions in ultrarelativistic heavy ion collisions. *To appeared in J. Phys G*.
- [78] J. Y. Ollitrault. Nucleus nucleus collisions at RHIC : A review. *Pramana*, 67 :899–914, 2006.
- [79] Francois Arleo. Private Communication.
- [80] S. Bathe. Direct photon production at rhic. Séminaire, 2006, laboratoire Subatech (<http://www-subatech.in2p3.fr/>).
- [81] Guenolé Bourdaud. *La physique des γ-jets avec le calorimètre EMCal de l'expérience ALICE au LHC*. PhD thesis, Université de Nantes, 2008.
- [82] Fu-Ming Liu, Tetsufumi Hirano, Klaus Werner, and Yan Zhu. Jet quenching and direct photon production. 2008, 0811.0666.
- [83] Francois Arleo. Quenching of photon and pion spectra at intermediate RHIC energy. *JHEP*, 07 :032, 2007, hep-ph/0706.1848.
- [84] Fu-Ming Liu and Klaus Werner. A Systematic Study on Direct Photon Production from Central Heavy Ion Collisions. 2007, 0712.3619.

-
- [85] J. D. Bjorken. Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma : Possible Extinction of High $p(t)$ Jets in Hadron - Hadron Collisions. FERMILAB-PUB-82-059-THY.
- [86] Miklos Gyulassy and Michael Plumer. Jet quenching in dense matter. *Phys. Lett.*, B243 :432–438, 1990.
- [87] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. Gluon shadowing and jet quenching in $A + A$ collisions at $s^{*}(1/2) = 200\text{-GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 68 :1480–1483, 1992.
- [88] Xin-Nian Wang, Miklos Gyulassy, and Michael Plumer. The LPM effect in QCD and radiative energy loss in a quark gluon plasma. *Phys. Rev.*, D51 :3436–3446, 1995, hep-ph/9408344.
- [89] Simon Wicks, William Horowitz, Magdalena Djordjevic, and Miklos Gyulassy. Heavy quark jet quenching with collisional plus radiative energy loss and path length fluctuations. *Nucl. Phys.*, A783 :493–496, 2007, nucl-th/0701063.
- [90] Simon Wicks and Miklos Gyulassy. Aspects of jet energy loss at RHIC and LHC. *J. Phys.*, G34 :S989–S993, 2007, nucl-th/0701088.
- [91] Stephane Peigne. Collisional Energy Loss of a Fast Parton in a QGP. *AIP Conf. Proc.*, 1038 :139–148, 2008, hep-ph/0806.0242.
- [92] G. Arnison et al. Hadronic Jet Production at the CERN Proton - anti-Proton Collider. *Phys. Lett.*, B132 :214, 1983.
- [93] Gerald C. Blazey et al. Run II jet physics. 2000, hep-ex/0005012.
- [94] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder. *Phys. Lett.*, B641 :57–61, 2006, hep-ph/0512210.
- [95] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04 :063, 2008, 0802.1189.
- [96] Xin-Nian Wang. Effect of jet quenching on high $p(T)$ hadron spectra in high-energy nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C58 :2321, 1998, hep-ph/9804357.
- [97] K. Adcox et al. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central $Au + Au$ collisions at $s^{*}(1/2)(N N) = 130\text{-GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :022301, 2002, nucl-ex/0109003.
- [98] John Adams et al. Evidence from $d + Au$ measurements for final-state suppression of high $p(T)$ hadrons in $Au + Au$ collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072304, 2003, nucl-ex/0306024.
- [99] Nicolas Borghini and Urs Achim Wiedemann. Distorting the hump-backed plateau of jets with dense QCD matter. 2005, hep-ph/0506218.
- [100] Olga Barannikova and for the STAR Collaboration. STAR : Recent Results and Future Physics Program. 2009, 0901.0535.
- [101] M. Estienne. Private Communication.

- [102] R. P. Feynman. The behavior of hadron collisions at extreme energies. Invited paper at the Third Conference on High-Energy Collisions, Stony Brook, New York, 5-6 Sep 1969.
- [103] J. D. Bjorken and Emmanuel A. Paschos. Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.*, 185 :1975–1982, 1969.
- [104] F. Halzen and Alan D. Martin. Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics. New York, Usa : Wiley (1984) 396p.
- [105] B. L. Combridge, J. Kripfganz, and J. Ranft. Hadron Production at Large Transverse Momentum and QCD. *Phys. Lett.*, B70 :234, 1977.
- [106] E. Eichten, I. Hinchliffe, Kenneth D. Lane, and C. Quigg. Super Collider Physics. *Rev. Mod. Phys.*, 56 :579–707, 1984.
- [107] J. F. Owens. Large Momentum Transfer Production of Direct Photons, Jets, and Particles. *Rev. Mod. Phys.*, 59 :465, 1987.
- [108] Davison E. Soper. Parton distribution functions. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 53 :69–80, 1997, hep-lat/9609018.
- [109] <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/PDF>.
- [110] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07 :012, 2002, hep-ph/0201195.
- [111] Pavel M. Nadolsky et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. *Phys. Rev.*, D78 :013004, 2008, hep-ph/0802.0007.
- [112] M. Gluck, P. Jimenez-Delgado, and E. Reya. Dynamical parton distributions of the nucleon and very small-x physics. *Eur. Phys. J.*, C53 :355–366, 2008, hep-ph/0709.0614.
- [113] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J.*, C5 :461–470, 1998, hep-ph/9806404.
- [114] A. V. Belitsky and A. V. Radyushkin. Unraveling hadron structure with generalized parton distributions. *Phys. Rept.*, 418 :1–387, 2005, hep-ph/0504030.
- [115] Michele Arneodo. Nuclear effects in structure functions. *Phys. Rept.*, 240 :301–393, 1994.
- [116] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and P. V. Ruuskanen. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys.*, B535 :351–371, 1998, hep-ph/9802350.
- [117] Kari J. Eskola, Hannu Paukkunen, and Carlos A. Salgado. An improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *JHEP*, 07 :102, 2008, hep-ph/0802.0139.
- [118] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado. EPS09 - a New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions. 2009, hep-ph/0902.4154.

-
- [119] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. A Systematic study of particle production in $p + p$ (anti- p) collisions via the HIJING model. *Phys. Rev.*, D45 :844–856, 1992.
- [120] Darin E. Acosta et al. Soft and hard interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV and 630 GeV. *Phys. Rev.*, D65 :072005, 2002.
- [121] T. Aaltonen et al. Measurement of Particle Production and Inclusive Differential Cross Sections in pbarp Collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV. 2009, hep-ex/0904.1098.
- [122] V. A. Abramovsky, V. N. Gribov, and O. V. Kancheli. Character of inclusive spectra and fluctuations produced in inelastic processes by multi-pomeron exchange. *Yad. Fiz.*, 18 :595–616, 1973.
- [123] T. K. Gaisser and F. Halzen. Soft Hard Scattering in the TeV Range. *Phys. Rev. Lett.*, 54 :1754, 1985.
- [124] Fritz W. Bopp, P. Aurenche, and J. Ranft. The transverse momenta in minimum bias events at collider energies. *Phys. Rev.*, D33 :1867, 1986.
- [125] Torbjorn Sjostrand and Maria van Zijl. A Multiple Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions. *Phys. Rev.*, D36 :2019, 1987.
- [126] John C. Collins, Davison E. Soper, and George Sterman. Factorization of Hard Processes in QCD. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 5 :1–91, 1988, hep-ph/0409313.
- [127] John C. Collins, Davison E. Soper, and George Sterman. Factorization for Short Distance Hadron - Hadron Scattering. *Nucl. Phys.*, B261 :104, 1985.
- [128] John Collins and Jian-Wei Qiu. k_T factorization is violated in production of high- transverse-momentum particles in hadron-hadron collisions. *Phys. Rev.*, D75 :114014, 2007, 0705.2141.
- [129] V. N. Gribov. A Reggeon diagram technique. *Sov. Phys. JETP*, 26 :414–422, 1968.
- [130] V. N. Gribov. Glauber corrections and the interaction between high- energy hadrons and nuclei. *Sov. Phys. JETP*, 29 :483–487, 1969.
- [131] V. N. Gribov and I. Ya. Pomeranchuk. Complex orbital momenta and the relation between the cross-sections of various processes at high-energies. *Sov. Phys. JETP*, 15 :788L, 1962.
- [132] L. N. Lipatov. The Bare Pomeron in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, 63 :904–912, 1986.
- [133] V. N. Gribov and I. Ya. Pomeranchuk. Some properties of the elastic scattering amplitude at high-energies. *Sov. Phys. JETP*, 16 :220, 1963.
- [134] F. Abe et al. Measurement of $\bar{p}p$ single diffraction dissociation at $\sqrt{s} = 546$ GeV and 1800 GeV. *Phys. Rev.*, D50 :5535–5549, 1994.

- [135] M. Derrick et al. Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B315 :481–493, 1993.
- [136] Anthony Allen Affolder et al. Dijet production by double pomeron exchange at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :4215–4220, 2000.
- [137] K. Werner. Strings, pomerons, and the venus model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rept.*, 232 :87–299, 1993.
- [138] M. A. Braun. Parton model for h and A-A collisions at high-energies. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 52 :164–171, 1990.
- [139] S.Ostapchenko T.Pierog K.Werner H.J.Drescher, M.Haldik. Parton-based gribov-regge theory. *Phys. Rep*, 350, 2001.
- [140] Bo Andersson, Sandipan Mohanty, and Fredrik Soderberg. Recent developments in the Lund model. 2002, hep-ph/0212122.
- [141] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97 :31–145, 1983.
- [142] Bo Andersson. The Lund model. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 7 :1–471, 1997.
- [143] Xavier Artru. Classical String Phenomenology. 1. How Strings Work. *Phys. Rept.*, 97 :147, 1983.
- [144] X. Artru and G. Mennessier. String model and multiproduction. *Nucl. Phys.*, B70 :93–115, 1974.
- [145] Hans-Joachim Drescher. *Les processus durs et la fragmentation dans un modèle unifié pour les interactions aux énergies ultra-relativistes*. PhD thesis, Université de Nantes, 1999.
- [146] Torbjorn Sjostrand, Leif Lonnblad, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.3 : Physics and manual. 2003, hep-ph/0308153.
- [147] Bo Andersson, G. Gustafson, and T. Sjostrand. Baryon production in jet fragmentation and upsilon decay. *Phys. Scripta*, 32 :574, 1985.
- [148] Patrik Eden and Gosta Gustafson. Baryon production in the string fragmentation picture. *Z. Phys.*, C75 :41–49, 1997, hep-ph/9606454.
- [149] G. Abbiendi et al. A study of parton fragmentation in hadronic Z0 decays using Lambda Antilambda correlations. *Eur. Phys. J.*, C13 :185–195, 2000, hep-ex/9808031.
- [150] Hélène Ricaud. *Etude de la production des baryons et mésons étranges (λ et K_s^0) dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE auprès du LHC*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2008.
- [151] K. Abe et al. Production of π^{+-} , K^{+-} , p, K0 and Lambda0 in hadronic Z0 decays. Contributed to International Europhysics Conference on High-Energy Physics, Brussels, Belgium, 27 Jul - 2 Aug 1995.

-
- [152] H. Aihara et al. Baryon production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 29$ GeV : clusters, diquarks, popcorn? *Phys. Rev. Lett.*, 55 :1047, 1985.
 - [153] Bo Andersson, Gosta Gustafson, Ingemar Holgersson, and Olle Mansson. A model for the reaction mechanism and the baryon fragmentation distributions in low P(T) hadronic interactions. *Nucl. Phys.*, B178 :242, 1981.
 - [154] Werner Klaus. Epos technicalities.
 - [155] (ed.) Armesto, N. et al. Heavy Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions. *J. Phys.*, G35 :054001, 2008, 0711.0974.
 - [156] C.Pajares. Multiplicity distributions and percolation of strings. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
 - [157] J.Ranft. inclusive distributions at the lhc as predicted from the dpmjet-iii model with chain fusion. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
 - [158] T. Pop. Predictions at lhc energies in the framework of hijing/bb v2.0. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
 - [159] K. J. Eskola. Hadron multiplicities, pt-spectra and net baryon number in central pb+pb collisions at the lhc. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
 - [160] F. Gelis. Melting the cgc in pa and aa collisions at the lhc. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
 - [161] Klaus Werner. How nuclear diffuseness affects rhic data. 2006, hep-ph/0603064.
 - [162] L. Cunqueiro, J. Dias de Deus, E. G. Ferreira, and C. Pajares. Universal behavior of baryons and mesons' transverse momentum distributions in the framework of percolation of strings. 2007, arXiv :0706.3383 [hep-ph].
 - [163] A. Capella, U. Sukhatme, C-I Tan, and J. Tran Thanh Van. Dual parton model. *Phys. Rept.*, 236 :225–329, 1994.
 - [164] F. W. Bopp, R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler. Inclusive distributions at the lhc as predicted from the dpmjet-iii model with chain fusion. 2007, arXiv :0706.3875 [hep-ph].
 - [165] Stefan Roesler, Ralph Engel, and Johannes Ranft. The monte carlo event generator dpmjet-iii. 2000, hep-ph/0012252.
 - [166] V. Topor Pop et al. Baryon junction loops in hijing/b b-bar v2.0 and the baryon/meson anomaly at rhic. *Phys. Rev.*, C70 :064906, 2004, nucl-th/0407095.

- [167] V. Topor Pop, J. Barrette, C. Gale, S. Jeon, and M. Gyulassy. (multi)strangeness production in pb+pb collisions at lhc. *hijing/bbar v2.0* predictions. 2007, arXiv :0705.2705 [hep-ph].
- [168] K. J. Eskola, H. Honkanen, H. Niemi, P. V. Ruuskanen, and S. S. Rasanen. Hadron multiplicities, p(t) spectra and net-baryon number in central pb + pb collisions at the lhc. 2007, arXiv :0705.1770 [hep-ph].
- [169] K. J. Eskola, H. Honkanen, H. Niemi, P. V. Ruuskanen, and S. S. Rasanen. Transverse spectra of hadrons in central a a collisions at rhic and lhc from pqed + saturation + hydrodynamics and from pqed + energy losses. *Nucl. Phys.*, A774 :805–808, 2006, hep-ph/0510019.
- [170] W. Busza. Predictions for pbbp at lhc based on the extrapolation of data at lower energies. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
- [171] S. Porteboeuf. Epos predictions at lhc energies. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
- [172] K. Werner. Epos : physics and predictions. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
- [173] T. Renk. Charged hadron raa as a function of pt at the lhc. Talk Presented at Workshop on Heavy Ion Collisions at the LHC : Last Call for Predictions, Geneva, Switzerland, 14 May - 8 Jun 2007.
- [174] http://en.wikipedia.org/wiki/event_generator.
- [175] Torbjorn Sjostrand. Monte Carlo generators. 2006, hep-ph/0611247.
- [176] Magali Estienne. *Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR*. PhD thesis, Université de Nantes, 2005.
- [177] Ludovic Gaudichet. *Production de Lambda(1250) dans les collisions p+p et Au+Au a s(NN)**(1/2) = 200-GeV dans l'expérience STAR au RHIC*. PhD thesis, Université de Nantes, 2003.
- [178] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05 :026, 2006, hep-ph/0603175.
- [179] H. Ricaud. Strangeness production at intermediate $p_{\perp}$ in pp collisions at lhc, pythia tuning, 2006.
- [180] Torbjorn Sjostrand and Maria van Zijl. A Multiple Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions. *Phys. Rev.*, D36 :2019, 1987.
- [181] Torbjorn Sjostrand and Maria van Zijl. A Multiple Interaction Model for the Event Structure in Hadron Collisions. *Phys. Rev.*, D36 :2019, 1987.

-
- [182] T. Sjostrand and P. Z. Skands. Transverse-momentum-ordered showers and interleaved multiple interactions. *Eur. Phys. J.*, C39 :129–154, 2005, hep-ph/0408302.
- [183] V. N. Gribov. A Reggeon diagram technique. *Sov. Phys. JETP*, 26 :414–422, 1968.
- [184] Guido Altarelli. Partons in Quantum Chromodynamics. *Phys. Rept.*, 81 :1, 1982.
- [185] E. Reya. Perturbative Quantum Chromodynamics. *Phys. Rept.*, 69 :195, 1981.
- [186] L. N. Lipatov. The parton model and perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 20 :94–102, 1975.
- [187] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15 :438–450, 1972.
- [188] Guido Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126 :298, 1977.
- [189] Yuri L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, 46 :641–653, 1977.
- [190] M. G. Ryskin and Yu. M. Shabelski. Cross-sections for high-energy hadron interactions in the leading log approximation of QCD. *Z. Phys.*, C56 :253–259, 1992.
- [191] A. Donnachie and P. V. Landshoff. Mini - jet production at small x. *Phys. Lett.*, B332 :433–440, 1994, hep-ph/9404348.
- [192] D. Amati, A. Stanghellini, and S. Fubini. Theory of high-energy scattering and multiple production. *Nuovo Cim.*, 26 :896–954, 1962.
- [193] M. Baker and K. A. Ter-Martirosian. Gribov’s Reggeon Calculus : Its Physical Basis and Implications. *Phys. Rept.*, 28 :1–143, 1976.
- [194] M. Bleicher et al. Overpopulation of anti-Omega in p p collisions : A way to distinguish statistical hadronization from string dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :202501, 2002, hep-ph/0111187.
- [195] F. M. Liu et al. Constraints on models for proton-proton scattering from multistrange baryon data. *Phys. Rev.*, D67 :034011, 2003.
- [196] Klaus Werner and Jorg Aichelin. Microcanonical treatment of hadronizing the quark - gluon plasma. *Phys. Rev.*, C52 :1584–1603, 1995, nucl-th/9503021.
- [197] Klaus Werner. Core-Corona Separation in Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :152301, 2007, nucl-th/0704.1270.
- [198] Nestor Armesto, Leticia Cunqueiro, and Carlos A. Salgado. Q-PYTHIA - a Monte Carlo implementation for jet quenching. 2009, hep-ph/0906.0754.

- [199] Tetsufumi Hirano, Ulrich W. Heinz, Dmitri Kharzeev, Roy Lacey, and Yasushi Nara. Hadronic dissipative effects on elliptic flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Phys. Lett.*, B636 :299–304, 2006, nucl-th/0511046.
- [200] Tetsufumi Hirano, Ulrich W. Heinz, Dmitri Kharzeev, Roy Lacey, and Yasushi Nara. Mass ordering of differential elliptic flow and its violation for pions. *Phys. Rev.*, C77 :044909, 2008, nucl-th/0710.5795.
- [201] B. B. Back et al. Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV. *Phys. Rev.*, C72 :051901, 2005, nucl-ex/0407012.
- [202] B. B. Back et al. Energy dependence of elliptic flow over a large pseudorapidity range in Au + Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :122303, 2005, nucl-ex/0406021.
- [203] K. Werner. Merci à Klaus pour les graphiques.
- [204] S. Porteboeuf K. Werner, T. Pierog. Simulating Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions : EPOS and Hydrodynamics. *Proc. 23rd Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Big Sky, Montana USA*, 2007.
- [205] Pavlo V. Tytarenko, Iurii A. Karpenko, and Yury M. Sinyukov. A new Godunov-type numerical code with a non-linear Riemann solver for equations of relativistic hydrodynamics. 2008, astro-ph/0803.2556.
- [206] Thomas Saugrin. *Radiodétection et caractérisation de l'émission radio des gerbes cosmiques d'énergie supérieure à 10^{16} eV avec l'expérience Codalema*. PhD thesis, Université de Nantes, 2008.
- [207] D. D'Enterria. The LHC and cosmic-rays physics at the highest energies. Talk Presented at Workshop QCD from Colliders to Super High Energy Cosmic Rays, ICTP, Trieste, 2009.
- [208] T. Pierog and Klaus Werner. Muon Production in Extended Air Shower Simulations. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :171101, 2008, astro-ph/0611311.
- [209] KASCADE- : W. D. Apel. Test of the hadronic interaction model EPOS with air shower data. *J. Phys.*, G36 :035201, 2009, astro-ph.HE/0901.4650.
- [210] T. Pierog and K. Werner. EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays. 2009, hep-ph/0905.1198.
- [211] B. R. Webber. A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference. *Nucl. Phys.*, B238 :492, 1984.
- [212] G. Marchesini and B. R. Webber. Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference. *Nucl. Phys.*, B238 :1, 1984.
- [213] G. Marchesini and B. R. Webber. Monte Carlo Simulation of General Hard Processes with Coherent QCD Radiation. *Nucl. Phys.*, B310 :461, 1988.
- [214] R. Odorico. Simulation of QCD in hard hadronic processes including gluon radiation effects. *Nucl. Phys.*, B228 :381, 1983.

-
- [215] R. Odorico. Cojets : A Monte Carlo Program Simulating QCD in Hadronic Production of Jets and Heavy Flavors with Inclusion of Initial QCD Bremsstrahlung. *Comput. Phys. Commun.*, 32 :139, 1984.
- [216] Torbjorn Sjostrand. Jet fragmentation of nearby partons. *Nucl. Phys.*, B248 :469, 1984.
- [217] S. Ulam N. Metropolis. The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44 :335, 1949.
- [218] <http://fr.wikipedia.org/wiki/M>
- [219] S. D. Drell, Donald J. Levy, and Tung-Mow Yan. A Theory of Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering and Lepton Pair Annihilation Processes. 1. *Phys. Rev.*, 187 :2159–2171, 1969.
- [220] N. Cabibbo, G. Parisi, and M. Testa. Hadron Production in e^+e^- Collisions. *Lett. Nuovo Cim.*, 4S1 :35–39, 1970.
- [221] J. D. Bjorken and Stanley J. Brodsky. Statistical Model for electron-Positron Annihilation Into Hadrons. *Phys. Rev.*, D1 :1416–1420, 1970.
- [222] George Sterman and Steven Weinberg. Jets from Quantum Chromodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :1436, 1977.
- [223] S. Kretzer. Fragmentation functions from flavour-inclusive and flavour-tagged e^+e^- annihilations. *Phys. Rev.*, D62 :054001, 2000, hep-ph/0003177.
- [224] R. D. Field and R. P. Feynman. Quark Elastic Scattering as a Source of High Transverse Momentum Mesons. *Phys. Rev.*, D15 :2590–2616, 1977.
- [225] John C. Collins. Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions. *Nucl. Phys.*, B396 :161–182, 1993, hep-ph/9208213.
- [226] <http://www.pv.infn.it/radici/FFdatabase/>.
- [227] <http://www.bnl.gov/rhic/news/102108/story2.asp>.
- [228] C. Albajar et al. Production of Low Transverse Energy Clusters in anti-p p Collisions at $s^{*1/2} = 0.2\text{-TeV}$ to 0.9-TeV and their Interpretation in Terms of QCD Jets. *Nucl. Phys.*, B309 :405, 1988.
- [229] B. I. Abelev et al. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive jet production in polarized proton collisions at $s^{*1/2} = 200\text{-GeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :252001, 2006, hep-ex/0608030.
- [230] D. W. Duke and J. F. Owens. Q^{*2} Dependent Parametrizations of Parton Distribution Functions. *Phys. Rev.*, D30 :49–54, 1984.
- [231] B. Jager, M. Stratmann, and W. Vogelsang. Single inclusive jet production in polarized pp collisions at $O(\alpha_s^3)$. *Phys. Rev.*, D70 :034010, 2004, hep-ph/0404057.
- [232] Joanna Kiryluk. Private Communication.

- [233] Yuri Dokshitzer. Hadrons jets : New tools for new physics. Talk Presented at the International Workshop : Quantum Chromodynamics from Colliders to Super-High Enrgy Cosmic Rays, 25-29 May 2009.
- [234] Stephen D. Ellis, Zoltan Kunszt, and Davison E. Soper. The One Jet Inclusive Cross-Section at Order α_s^3 . 1. Gluons Only. *Phys. Rev.*, D40 :2188, 1989.
- [235] Gavin P. Salam and Gregory Soyez. A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm. *JHEP*, 05 :086, 2007, hep-ph/0704.0292.
- [236] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, and B. R. Webber. New clustering algorithm for multi - jet cross-sections in $e^+ e^-$ annihilation. *Phys. Lett.*, B269 :432–438, 1991.
- [237] Stephen D. Ellis and Davison E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys. Rev.*, D48 :3160–3166, 1993, hep-ph/9305266.
- [238] <http://fastjet.fr/>.
- [239] R. Daveau. Etude de la reconstruction des jets dans le générateur d'événements epos. Rapport de stage L3 Physique, janvier 2009, université de Nantes.
- [240] Christine Nattrass. System and energy dependence of strange and non-strange particle correlations in STAR at RHIC. 2008, 0804.4683.
- [241] Christian Khun et Boris Hipolyte.
- [242] M. Gell-Mann. Isotopic Spin and New Unstable Particles. *Phys. Rev.*, 92 :833–834, 1953.
- [243] Johann Rafelski and Berndt Muller. Strangeness Production in the Quark - Gluon Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :1066, 1982.
- [244] G. E. Bruno. New results from the NA57 experiment. *J. Phys.*, G30 :S717–S724, 2004, nucl-ex/0403036.
- [245] Helen Caines. What's interesting about strangeness production ? - An overview of recent results. *J. Phys.*, G31 :S101–S118, 2005, nucl-ex/0412016.
- [246] M. A. C. Lamont. Investigation of the high-p(T) strange baryon anomalies at RHIC. *Eur. Phys. J.*, C49 :35–39, 2007.
- [247] Sami Kama. A new mc for minimum bias events at lhc. Talk Presented at the ATLAS QCD Group Meeting, 17/06/09.