UNIVERSITÉ DE GENÈVE

FACULTÉ DES SCIENCES

Département de physique
nucléaire et corpusculaire

Professeur Maria-Novella Kienzle-Focacci

Production inclusive de hadrons dans les collisions de deux photons au sein de l'expérience L3

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève pour l'obtention du grade de Docteur ès sciences, mention physique

par

Pablo ACHARD
de France

Thèse N^o 3431

GENÈVE
Atelier de reproduction de la Section de Physique
2003

A Timo

à Catherine

et à mes “petits” :
Lise, Yorick, Eve et Marion

Table des matières

Remerciements

“Je est un Autre.”

Arthur Rimbaud,
lettre à Paul Demeny

Je souhaite ici remercier tous ceux qui m’ont aidé, d’une manière ou d’une autre, à mener à bien cette thèse qui ne fut pas, loin de là, un travail solitaire.

Tout d’abord, un immense merci à Maria Kienzle. Je souhaite à tout doctorant une telle directrice de thèse : compétente, attentive, toujours impliquée dans l’analyse mais aussi dans la direction de L3, présente dans les moments difficiles tout en étant soucieuse de laisser ses étudiants “prendre leur envol”. Pour l’anecdote, je connais beaucoup de directeurs de thèse qui voyagent de conférence en conférence pour présenter les résultats de leurs étudiants ; j’en connais peu qui, comme Maria, envoit un étudiant (moi) présenter ses résultats à elle dans une conférence importante.

Merci aux membres du jury, les professeurs Patrick Aurenche, Alain Blondel et Joachim Mnich pour leur vigilance, leur patience et... leur indulgence.

Merci à Berndt Kniehl, Stefano Frixione et Leonardo Bertora qui ont non seulement adapté leurs calculs à nos conditions cinématiques, répondu à nos questions et cherché avec nous à interpréter nos résultats, mais l’ont toujours fait avec diligence et sympathie.

Merci à tout le DPNC et à l’Institut de physique. Je ne peux citer ici tout le corps enseignant, je tiens toutefois à remercier John “H.” Field qui participe énormément à la dynamique de notre groupe par son excellente connaissance de la physique tant théorique qu’expérimentale et qui nous a toujours servi d’aiguillage et d’aiguillon. Merci aux secrétaires qui nous facilitent grandement la vie, et notamment à Peggy Argentin qui m’a, entre autres, donné un coup de main pour la bibliographie. Merci aux responsables informatiques et aux ingénieurs en électronique qui m'ont oté plus d'une épine du pied. Merci aux bibliothécaires. Merci aux étudiants qui rendent ce travail autrement intéressant.

Merci aux gens de L3, aux responsables informatiques, aux relecteurs attentifs de mes papiers, à tout le groupe $\gamma\gamma$ et plus particulièrement Maneesh Wadhwa, Denis Prokofiev et Sep Saremi pour les bons moments.

Merci à tous les maîtres-assistants, assistants et stagiaires qui sont passés dans le groupe L3-Genève : ceux qui sont arrivés avant moi pour avoir su répondre à mes questions, ceux qui sont arrivés après pour avoir posé les questions qui obligent à réfléchir, et tous pour l'excellente ambiance de ce groupe. Merci à Bertrand Echenard pour son soutien, entre autres pour préparer la défense de cette thèse. Merci à Luca Malgeri, véritable expert du TTEC, toujours présent quand l'expert que j'étais supposé être tombait sur un os.

Un grand merci à Saverio Braccini et Patrick Déglon, je n'oublierai ni les heures de travail que vous m'avez fait gagner en me sortant de telle ou telle impasse, ni les heures de rigolades que nous avons partagées.

Et puis j'aimerai remercier tous ceux qui, en dehors du travail, m'ont soutenu. La famille et belle-famille, toujours là, bien sûr. Catherine et Timo, et puis Timo et Catherine, et encore... bon j'arrete. Merci à Riccardo, sans la "Valse à 1000 temps" et ton amitié, rien de cela ne serait arrivé.

Merci aux deux autres mousquetaires Diego (bisous a Clara et Mafalda) et Gus, hermanos de siempre, hermanos para siempre, pour toutes ces nuits passées à réinventer le jour.

Merci aux nombreux colocataires qui m'ont supporté : Camille, Joanna et Daniel, Pierre, Nicola, Claudia, Sabina, Beatrice. Merci à tous les amis de Genève dont le groupe de théâtre de Roberto, les acrobates à Kiki, Filippo, Björn et Vera, Stefano, Igor, Anneso, ceux de la Maison, Lisa et Damian.

Merci à tous les amis d'ailleurs qui, malgré les kilomètres, sont toujours présents.

Merci pour les relectures de ce manuscript à Polo, Eric, Manu et Philou.

Merci à tout ceux qui dans le domaine scientifique, mais aussi dans les champs de l'épistémologie, de l'histoire et de la sociologie des sciences, ou de la vulgarisation m'ont aidé dans mon travail.

Et enfin merci à tous ceux qui, au moins par une partie de leur oeuvre, m'ont aidé

durant ces années à être moi-même, et notamment, par ordre alphabétique : A. Accardo, Acrimed, J. "Cannonball" Adderley, Agone, Alias Compagnie, P. Almodovar, R. Altman, l'AMP, G. Appolinaire, L. Aragon, A. Artaud, A. Baricco, Bell Oeil, T. Benacquista, E. Bilal, C. Blain, L. Boltanski, P. Bourdieu, N. Bouvier, J. Bouveresse, G. Brassens, J. Brel, A. Breton, P. Breton, T. Browning, A. Camus, L. Cantet, B. Cendrars, R. Char, Charb, G. Châtelet, E. Chiapello, le Cirque Plume, J. Coltrane, la Compagnie Andrayas, les frères Dardennes, G. Debord, Debout sur le Zinc, C. Denis, Dionysos, J. Dos Passos, F. Dostoïevski, B. Durruti, les Elles, P. Eluard, L. Ferré, D. Fo, S. Frears, S. Gainsbourg, S. Halimi, C. Hawkins, N. Hikmet, J. Higelin, les Hurlements de Léo, V. Hugo, G. Hyvernaud, A. M. Jacob, W. Kar-Waï, Kid Koala, M. Kundera, M. Lancernet, P. Lazuly, D. Le Breton, M. Leigh, Les Mots Sont Importants, K. Loach, A. Londres, la compagnie Lubat, D. Lynch, les anciens de la Mano Negra, R. Maltête, Massive Attack, M.-A. Mathieu, D. Mermet, J.-C. Michéa, Mickey 3D, C. Mingus, A. Minvielle, le Monde Diplomatique, Nery, P. Nizan, Noir Désir, Olof Zitoun, M. Onfray, l'Orchestre National de Barbès, l'Ornitho, G. Orwell, les Ogres de Barback, Paris Combo, B. Peeters, G. Perec, les Pilleurs d'Epave, PLPL, M. Poirier, H. Pratt, J. Prévert, S. Quadruppani, R. Queneau, Radiohead, Rage against the Machine, E. Reclus, A. Rimbaud, Samizdat, F. Schuiten, J. Sfar, L. Sfez, J. Semprun, L. Sepúlveda, la Serre, P. Souppault, J. Steinbeck, J. Tardi, les Têtes Raides, Y. Tiersen, la Tordue, L. von Trier, E. Truffaz, R. Vaneigem, S. Vega, P. Verlaine, B. Vian, L. Wacquant, Wazem, Zebda.

Pardon à ceux que j'aurais, par mégarde, oubliés.

Préambule : du choix de la langue utilisée

"Les mots sont importants."

Nanni Morretti,
"Palombella rosa"

Deux solutions se présentaient pour la rédaction de ce mémoire. La première, la plus "naturelle", était d'utiliser le français, ma langue maternelle. La seconde était d'écrire en anglais. Cette dernière offrait un double avantage. Tout d'abord, elle rendait cette thèse lisible par l'ensemble de la communauté scientifique, même si je doute que l'ensemble de la communauté scientifique en ait l'intention. Ensuite, la quasi intégralité des documents cités sont écrits en anglais. L'utilisation de cette langue m'aurait sans doute permis d'éviter plusieurs écueils dus à la traduction, y compris dans la partie plus personnelle de ce travail qui fit partiellement l'objet de publications anglophones.

J'ai cependant préféré l'utilisation du français car je pense qu'il est important que la science ne s'écrive pas uniquement en anglais. Mon idée n'est pas ici de défendre un français dont l'imaginaire pureté ou la place seraient menacées par l'anglais. Mais la formalisation de la pensée passe par les mots. Et si l'on veut que la science fasse partie de la culture de "l'honnête homme", il faut qu'elle soit, à un moment donné, pensée et donc écrite dans la langue vernaculaire. Se présentant à la fois comme un exercice académique et comme une prise de recul sur les débuts d'un parcours scientifique, la rédaction d'une thèse m'est apparue comme le moment opportun pour cela.

Le lecteur ne sera toutefois pas surpris de croiser quelques anglicismes. Le mot "tag" a-t'il encore besoin d'être remplacé par "étiquetage" quand les murs de nos villes ont fait entrer ce mot dans notre langue ? De même, nous préfèrerons "trigger" à "système de déclenchement" et "bin" à "intervalle de mesure", la longueur de la traduction explicitant le besoin d'introduire ces mots.

Malgré le soin que j'ai essayé d'y porter, il est toutefois probable que quelques barbarismes et fautes de français continuent d'émailler ce texte. J'espère que les lecteurs sauront faire preuve d'une relative indulgence.

Introduction

"Soyons francs : tous ceux qui ne sont pas aveugles connaissent la lumière et pourtant nous ne pouvons pas en parler : nous ignorons sa nature et sa consistance. Les philosophes qui utilisent de grands mots vides de sens pour la définir ne font qu'augmenter les difficultés qu'ils prétendent vouloir résoudre. Il n'est pourtant pas téméraire de se lancer dans cette étude [...] à condition de le faire sans tenir compte de l'autorité des Maîtres mais en multipliant les expériences et en les interprétant."

Francisco-Maria Grimaldi,
"Physico-mathesis de Lumine, coloribus et iridi"

Cette profession de foi de Grimaldi date de 1663. Plus de trois siècles plus tard, nous sommes loins d'avoir fait toute la lumière sur la lumière, et le photon, la particule de lumière, est l'un des sujets principaux de cette thèse.

Ce rapport vient résumer un travail d'analyse réalisé entre 1998 et 2002 sur le détecteur L3 du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire - Laboratoire Européen de Physique des Particules). Son sujet est l'analyse de la production de hadrons dans les collisions de deux photons virtuels, $\gamma\gamma \rightarrow \ hadrons$. Celle-ci nous permettra, nous le verrons, d'étudier le photon et ses propriétés et de tester l'une des composantes fondamentales du Modèle Standard, la Chromodynamique Quantique (QCD).

Pour cela, dans une première partie, nous résumerons sommairement le Modèle Standard et la QCD. Une des propriétés de celle-ci, le "confinement", interdit aux partons, qui constituent les briques élémentaires de la matière hadronique, d'être isolés. Le phénomène d'hadronisation qui décrit le passage de quelques partons à des gerbes hadroniques, appelées "jets", sera étudié.

Les algorithmes de jets sont des outils informatiques qui permettent de réduire l'information que nous possédons sur les gerbes de hadrons détectés. Nous en donnerons les principales propriétés et en décrirons les différentes familles.

Dans le chapitre suivant, nous nous attarderons sur la physique des interactions $\gamma\gamma \rightarrow$ *hadrons* : comment elles sont produites dans les collisionneurs d'électrons, quelle est leur cinématique, quels sont les processus en jeu, etc. Nous nous pencherons également sur les modèles théoriques que nous testerons, sur les générateurs Monte Carlo existants et sur les mesures expérimentales réalisées précédemment. La description du dispositif expérimental constituera le dernier chapitre de cette première partie.

La deuxième partie de cette thèse sera consacrée plus spécifiquement à notre travail d'analyse. Il existe principalement deux manières d'étudier la production de hadrons : globalement, en regardant la production de jets de hadrons, ou bien en ne regardant qu'un type de hadron dans l'état final. La première méthode est très dépendante de la définition des jets, et peut rendre délicate la comparaison des résultats expérimentaux avec des prédictions théoriques qui ne simulent pas l'hadronisation. La seconde méthode, elle, est dépendante des modèles d'hadronisation utilisés pour les calculs théoriques.

Nous avons donc réalisé plusieurs analyses aux caractères complémentaires. Le premier chapitre de cette partie décrira l'ensemble des méthodes communes à ces analyses et plus particulièrement les coupures utilisées pour la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$. Puis les analyses de la production inclusive de pions neutres, de traces chargées et de jets seront tour à tour expliquées. Dans les trois cas, un écart important entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques sera mis à jour. Nous tenterons, dans le dernier chapitre, d'avancer quelques hypothèses pouvant expliquer cet écart.

Précisons que, tout au long de ce mémoire, nous utiliserons les "unité naturelles". Ce système d'unités pose la constante de Planck $\hbar$ comme unité d'action, de dimension $\mathrm{ML^2/T}$, et la vitesse de la lumière c comme unité de vélocité, de dimension L/T. Les énergies sont mesurées en électron-Volt (eV). Comme $\hbar = c = 1$, la masse (m), la quantité de mouvement (mc), l'énergie (mc^2) peuvent tous les trois s'exprimer dans la même unité, le GeV. La longueur ($\hbar/mc$) et le temps ($\hbar/mc^2$) s'expriment en $\mathrm{GeV^{-1}}$. La charge électrique ($\sqrt{\hbar c}$) n'a pas de dimension.

Première partie

Problématique et dispositif expérimental

Chapitre 1

La Chromodynamique Quantique

"Il ne faut pas que l'âme humaine s'assoupisse
Au bord de l'atome, ombre, abîme précipice ;
Homme, il n'est pas d'esprit qui, s'il se penche un peu
En bas, sur le petit, l'autre côté de Dieu,
Ne frissonne devant l'élargissement sombre
Du néant, du caché, de l'espace, du nombre !"

Victor Hugo,
"La dernière gerbe"

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Des particules "élémentaires"

L'histoire des sciences est loin d'être linéaire. Même si les scientifiques la racontent fréquemment comme une succession d'expériences et de formalisations, elle est bien plus souvent faite de tours et de détours, d'erreurs, de débats parfois vifs sur des sujets qui, tel l'éther du XIX^e siècle disparaissent du champ scientifique quelques années plus tard. Il en est ainsi du domaine qui nous intéresse ici, celui de la physique des particules "élémentaires". La découverte des atomes nous est généralement racontée, après un détour anecdotique du côté de l'antiquité grecque de Démocrite et Epicure, comme une accumulation de preuves de leur existence, de Dalton à Einstein, puis de l'existence de composants internes à l'atome, les électrons tout d'abord, puis les protons et les neutrons qui firent perdre aux atomes leur position de particule “élémentaire”. Cette vision de la science, “telle qu'elle se raconte”, est à l'origine de l'épistémologie falsificationniste de Popper ou de celle des révolutions scientifiques de Kuhn, encore très en vogue dans le milieu scientifique [1].

Or, à y regarder de plus près, l'histoire n'est pas si simple. La découverte des électrons date-t-elle des premiers rayons cathodiques de Plücker en 1858, de l'identification de ces rayons avec une particule nommée électron par Stoney en 1891, de la mesure du rapport de leur charge sur leur masse par Perrin en 1887, ou de la mesure de leur masse et de leur charge par Thompson en 1897 ? S'il nous apparaît aujourd'hui évident que l'électron est un des constituants de l'atome, il n'en a pas toujours été ainsi puisqu'au milieu des années 1910, l'atome lui-même n'est encore qu'une “hypothèse” combattue par les énergétistes, de moins en moins nombreux [2].

Ce qui nous intéresse, dans ce travail de thèse, est de tester et d'améliorer notre connaissance du photon dans le cadre du “Modèle Standard” qui décrit notre vision actuelle du monde de la physique des particules élémentaires. Dans le chapitre qui suit, nous allons tenter de décrire brièvement ce Modèle Standard [3] puis nous nous concentrerons sur une de ses composantes, la Chromodynamique Quantique. Nous ne nous attarderons pas sur les débats scientifiques qui menèrent à l'élaboration de ce modèle. Celui-ci est un acquis que nous ne cherchons pas, a priori, à remettre en cause. C'est le “noyau dur” de notre “programme de recherche” pour reprendre les termes de Lakatos. La présentation qui en est faite est donc, autant que possible, linéaire et simple, voire simpliste. Elle est, par conséquent, également partielle et incomplète.

1.1.2 Vingt-quatre fermions

La matière qui nous entoure est entièrement composée d'atomes, eux-mêmes composés d'électrons et de nucléons (protons et neutrons), eux-mêmes composés de quarks up (u) et down (d). La chaîne s'arrête là, pour l'instant. Ces trois particules, l'électron (e^-) et les deux quarks u et d, pourraient suffire à décrire toute la matière qui nous entoure. Elles ne sont pas suffisantes pour décrire tous les phénomènes physiques observés actuellement. Il convient tout d'abord d'y ajouter le neutrino (ν_e) qui est produit, par exemple, lors des désintégrations β. Huit autres particules furent ensuite découvertes : les quarks strange (s, tout d'abord appelé sideways), charm (c), bottom ou beauty (b) et top ou truth (t), le muon (μ), le tau (τ) et les neutrinos mu et tau (ν_μ et ν_τ). Ces huit particules ont des propriétés en tous points identiques aux quatre premières et n'en diffèrent que par leurs masses. Etant plus lourdes, elles ont fortement tendance à se désintégrer et ne participent donc pas à la matière stable. Les similarités entre toutes ces particules ont amené à les regrouper en trois familles. Leurs principales caractéristiques sont indiquées dans le tableau 1.1. A ces douze particules, il faut évidemment ajouter douze antiparticules, similaires aux premières mais aux nombres quantiques opposés.

	$1^{ère}$ famille	2^{e} famille	3^{e} famille	Q	L	B
Quarks	u (∼ 4 MeV)	c (∼ 1,5 GeV)	t (∼ 175 GeV)	+2/3	0	1/3
	d (∼ 7 MeV)	s (∼ 135 MeV)	b (∼ 5 GeV)	-1/3	0	1/3
Leptons	e (∼ 511 keV)	μ (∼ 106 MeV)	τ (∼ 1,78 GeV)	-1	1	0
	ν_e (< 3 eV)	ν_μ (< 190 keV)	ν_τ (< 18,2 MeV)	0	1	0

TAB. 1.1 – *Propriétés des trois familles de fermions connues*

Les masses des deux quarks et deux leptons de chaque famille sont indiquées entre parenthèses. Sont donnés également la charge (Q), le nombre leptonique (L) et le nombre baryonique (B), identiques pour les fermions d'une même ligne.

Ces vingt-quatre particules ont des spins 1/2 et sont appelées des fermions, car elles obéissent à la statistique de Fermi-Dirac qui implique une fonction d'onde totalement antisymétrique. Selon le principe d'exclusion de Pauli, deux fermions ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique. Ceci a des conséquences, par exemple, sur les énergies des électrons entourant un noyau ou, nous le verrons plus loin, sur la possibilité de former certains états quantiques de quarks liés.

1.1.3 Quatre forces fondamentales

Quatre forces fondamentales régissent la Physique : la gravitation, l'électromagnétisme, la force faible et la force forte. Les deux premières ont une portée infinie et furent donc très tôt découvertes. Les deux autres n'agissent qu'à très courtes distances. L'intensité relative de ces forces nous inciterait cependant à les classer comme suit : forte (1), électromagnétique (10^{-3}), faible (10^{-14}) et gravitationnelle (10^{-43}). La gravitation, au vu de son intensité et des masses en jeu, joue un rôle négligeable en physique des particules et nous n'en tiendrons pas compte dans tout ce qui suivra. Elle n'a de réelle importance que pour des corps massifs et électriquement neutres.

Les autres forces sont toutes les trois véhiculées par des particules de spin 1 appelées bosons car obéissant à la statistique de Bose-Einstein. Les différents bosons vecteurs et leurs propriétés sont énumérés dans le tableau 1.2.

Nom	Masse	Charge	Couleur
photon (γ)	$< 2 \times 10^{-16}$ eV	$< 5 \times 10^{-30}$	0
$W^{\pm}$	80,4 GeV	± 1	0
Z^0	91,2 GeV	0	0
gluons (g)	0	0	8 états indépendants

TAB. 1.2 – *Propriétés des bosons connus*

La masse, la charge électrique, et le nombre d'états de couleur sont indiqués pour chaque boson. La masse du gluon est théorique.

Le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique. C'est lui que nous étudierons par la suite. Sa portée est infinie. L'interaction électromagnétique est décrite par l'électrodynamique quantique - ou QED pour "Quantum ElectroDynamics". Toutes les particules chargées y sont sensibles, c'est-à-dire les quarks ou les états liés de quarks tels le proton, et les leptons de la troisième ligne du tableau 1.1.

Les gluons sont les médiateurs de la force forte. Toutes les particules colorées sont sensibles à cette dernière, soit les quarks et les gluons. Comme nous le verrons plus loin, le fait qu'un gluon soit sensible à la force forte, et donc puisse interagir avec un autre gluon, va rendre la portée de cette interaction très courte.

Tous les fermions sont sensibles à la force faible dont les médiateurs sont les bosons $W^{\pm}$ et Z^0. Etant par plusieurs ordres de grandeurs plus faible que les deux interactions précédentes, on pourrait penser que la force faible joue un rôle mineur. Il ne faut pas oublier toutefois que des particules comme les neutrinos n'ont ni charge électrique, ni couleur et ne sont donc sensibles qu'à celle-ci. La masse des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 les rend instables et leur portée est fortement réduite.

1.2 La Chromodynamique Quantique

La Chromodynamique Quantique - ou QCD pour "quantum chromodynamics" - est la théorie de l'interaction forte. Elle décrit les interactions entre quarks et gluons et, en particulier, comment ils forment une catégorie de particules appelées hadrons, dont le proton et le neutron sont les éléments les plus courants. La QCD est devenue une théorie mathématiquement cohérente dans les années 1970 et est considérée aujourd'hui comme l'un des piliers du Modèle Standard. Nous essayerons dans la suite d'en résumer les principales caractéristiques, en nous basant principalement sur la monographie d'Ellis, Stirling et Webber [4], ainsi que sur le cours donné par le professeur S. Catani dans le cadre du troisième cycle romand en 2001.

1.2.1 La couleur

Le dogme le plus fondamental de la QCD est que la matière hadronique est faite de quarks dont les propriétés sont résumées dans le tableau 1.1. Le concept de quarks est né de la nécessité d'avoir une explication physique à la symétrie de saveurs $SU(3)_f$ observée dans le spectre des mésons et baryons de plus basse masse. Les baryons que nous observons sont interprétés comme des états liés de trois quarks. Les quarks constituant les baryons sont contraints d'avoir un spin demi-entier pour rendre compte des états de spins des baryons légers.

Les baryons de spin 3/2 sont constitués de quarks se trouvant dans des états identiques de spin et d'espace. Si, comme dans le cas du Δ^{++}, les trois quarks ont la même saveur, un problème se pose pour respecter le principe d'exclusion de Pauli. Ce dilemne fut résolu par l'introduction d'un degré de liberté supplémentaire appelé couleur. Un index de couleur a, avec trois valeurs possibles (appelées rouge, vert et bleu pour $a = 1, 2, 3$) est assigné à chaque quark. Les fonctions d'onde du baryon sont complètement antisymétriques vis-à-vis de ce nouvel index. La "chromo"dynamique tire son nom de celui-ci.

Bien sûr, l'introduction de ce nouvel index devrait mener à une prolifération d'états, et l'hypothèse de la couleur doit être accompagnée de l'exigence que seuls des états singlets de couleur puissent exister dans la nature. Si le groupe de transformation de couleur est SU(3), avec les quarks q_a se transformant selon la représentation fondamentale (une matrice 3×3) et les antiquarks $\bar{q}_a$ se tranformant selon la représentation complexe conjuguée, alors les états singlets de couleur fondamentaux sont précisemment les mésons $q_a\bar{q}^a$ et les baryons $\epsilon^{abc}q_aq_bq_c$, où ϵ^{abc} est le tenseur totalement antisymétrique.

Il existe maintenant tout un faisceau de preuves expérimentales de la validité du modèle SU(3) de couleur. Citons, entre autres, le taux de décroissance $\pi^0 \to \gamma\gamma$, mesuré par la largeur de la résonance π^0, ou encore le rapport dans les collisions e^+e^- de la section efficace hadronique totale sur la section efficace de production d'une paire de muons.

L'existence de constituants ponctuels dans les hadrons fut démontrée par des expériences de diffusion inélastique profonde d'électrons au SLAC [5]. La surprise fut que la section efficace mesurée ne tombait pas exponentiellement en même temps que l'inélasticité de la diffusion augmentait. Elle avait au contraire un comportement conforme à une loi d'échelle indiquant une structure ponctuelle à l'intérieur des nucléons cibles. Ceci amena Feynman à développer le modèle des partons, que nous identifions aujourd'hui aux quarks et aux gluons.

Le dernier argument de la chaîne fut la découverte de la liberté asymptotique. Avant cette découverte, la question se posait de savoir pourquoi les quarks se comportaient comme des particules libres lorsqu'ils participaient à des expériences de diffusion inélastique profonde et comme des particules liées en hadrons lorsqu'ils sont observés à des énergies plus faibles. La liberté asymptotique prédit que les couplages des quarks et des gluons sont grands à grandes distances, ce qui maintient quarks et gluons ensemble, et petits à petites distances, pour que les quarks se comportent comme des particules libres aux énergies asymptotiques. Signalons toutefois que l'approche de l'asymptote est très lente.

1.2.2 Le lagrangien de la QCD et les règles de Feynman

Comme pour l'électrodynamique quantique, les calculs perturbatifs pour n'importe quelle interaction de quarks et de gluons sont simplifiés par l'utilisation des règles de Feynman. Ces règles peuvent être déduites de la densité de lagrangien qui se décompose en un lagrangien classique $\mathcal{L}_{cl}$, un lagrangien de fixation de jauge $\mathcal{L}_j$ et un lagrangien des fantômes $\mathcal{L}_f$. La densité de lagrangien classique est

$$\mathcal{L}_{cl} = -\frac{1}{4} F^A_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta}_A + \sum_{saveurs} \bar{q}_a (i\not{D} - m)_{ab}\, q_b.$$

Ces termes décrivent l'interaction de quarks de spin 1/2 et de masse m avec des gluons de spin 1 et de masse nulle. $\not{D}$ est la notation symbolique de $\gamma_\mu D^\mu$ et les indices spinoriels de γ_μ et q_a ne sont pas indiqués. $F^A_{\alpha\beta}$ est le tenseur de force du champ dérivé du champ de gluon $\mathcal{A}^A_\alpha$:

$$F^A_{\alpha\beta} = [\partial_\alpha \mathcal{A}^A_\beta - \partial_\beta \mathcal{A}^A_\alpha - g f^{ABC} \mathcal{A}^B_\alpha \mathcal{A}^C_\beta]. \tag{1.1}$$

Les indices A, B, C couvrent les huit degrés de liberté de couleur du champ de gluon. C'est le dernier terme de l'équation 1.1 qui distingue la QCD de la QED, donnant naissance aux interactions de trois ou quatre gluons et, au final, à la liberté asymptotique.

Une partie du lagrangien dépend du choix de jauge. Le choix

$$\mathcal{L}_j = -\frac{1}{2\lambda}(\partial_\alpha \mathcal{A}^A_\alpha)^2$$

correspond à la classe des jauges covariantes avec un paramètre λ. Dans une théorie non abélienne, comme la QCD, ce terme doit être completé par un terme de lagrangien des fantômes,

$$\mathcal{L}_f = \partial_\alpha \eta^{A\dagger}(D^\alpha_{AB}\eta^B),$$

où η^A est un champ scalaire complexe obéissant à la statistique de Fermi.

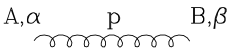
Ces trois termes du lagrangien sont suffisants pour déduire les règles de Feynman pour la QCD pour tous les propagateurs et vertex possibles. Elles sont données dans la figure 1.1.

1.2.3 Variation de la constante de couplage et liberté asymptotique

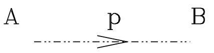
Pour introduire le concept de "variation d'une constante", considérons une observable physique sans dimension, R, qui dépend d'une unique échelle d'énergie, Q, très grande (Q n'a pas ici de signification particulière). Par hypothèse, Q est beaucoup plus grande que tous les autres paramètres, tels que la masse des quarks, qui peuvent donc être mis à zéro. En théorie quantique des champs renormalisable, lorsque l'on calcule R comme une série perturbative en $\alpha_s = g^2/4\pi$ ($R = R_1\alpha_s + R_2\alpha_s^2 + ...$ où α_s est la constante de couplage de l'interaction forte, définie par analogie avec la constante électrofaible), cette série nécessite d'être renormalisée pour supprimer les divergences ultraviolettes. Cette procédure de renormalisation introduit une deuxième échelle d'énergie μ qui est le point à partir duquel la soustraction qui enlève les divergences est effectuée. On peut encore voir μ comme l'énergie définissant l'échelle de temps $\Delta t \gg 1/\mu$ pour laquelle la physique est ignorée dans le calcul perturbatif. Or le lagrangien de la QCD ne dépend absolument pas de μ qui est un paramètre arbitraire. Des quantités physiques telles que R ne doivent donc pas être sensibles à la valeur de μ, mais uniquement à celles de Q et α_s. La dépendance de R en Q^2/μ^2 va être prise en compte en redéfinissant α_s. La constante renormalisée α_s sera dépendante du choix du point de soustration μ ou, symétriquement, de Q. On décrit généralement la variation de α_s à l'aide de la fonction

$$\beta(\alpha_s) = Q^2\frac{\partial\alpha_s}{\partial Q^2} = \mu^2\frac{\partial\alpha_s}{\partial\mu^2}.$$

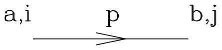
Le même type d'argument peut s'appliquer à d'autres "constantes" que α_s, telles que la masse des quarks.



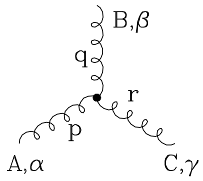
$$\delta^{AB}\left[-g^{\alpha\beta}+(1-\lambda)\frac{p^{\alpha}p^{\beta}}{p^{2}+i\epsilon}\right]\frac{i}{p^{2}+i\epsilon}$$



$$\delta^{AB}\,\frac{i}{(p^{2}+i\epsilon)}$$

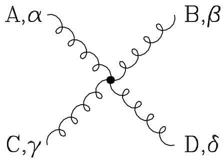


$$\delta^{ab}\,\frac{i}{(\not{p}-m+i\epsilon)_{ji}}$$

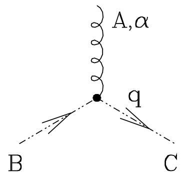


$$-g\;f^{ABC}\left[(p-q)^{\gamma}g^{\alpha\beta}+(q-r)^{\alpha}g^{\beta\gamma}+(r-p)^{\beta}g^{\gamma\alpha}\right]$$

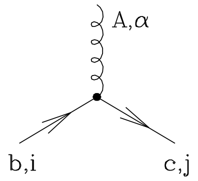
(impulsions des particules entrantes p+q+r=0)



$$-ig^{2}\;f^{XAC}f^{XBD}\left[g^{\alpha\beta}g^{\gamma\delta}-g^{\alpha\delta}g^{\beta\gamma}\right]$$
$$-ig^{2}\;f^{XAD}f^{XBC}\left[g^{\alpha\beta}g^{\gamma\delta}-g^{\alpha\gamma}g^{\beta\delta}\right]$$
$$-ig^{2}\;f^{XAB}f^{XCD}\left[g^{\alpha\gamma}g^{\beta\delta}-g^{\alpha\delta}g^{\beta\gamma}\right]$$



$$g\;f^{ABC}q^{\alpha}$$



$$-ig\;(t^{A})_{cb}\;(\gamma^{\alpha})_{ji}$$

FIG. 1.1 – *Règles de Feynman pour la QCD*

Pour chaque diagramme de Feynman (à gauche) est donné (à droite) l'élément de matrice correspondant. Les diagrammes présentés correspondent dans l'ordre à : un gluon, un fantôme, un quark, un vertex de trois gluons, un vertex de quatre gluons, l'interaction d'un fantôme avec un gluon et l'interaction d'un quark avec un gluon. Les indices p, q, r indiquent des impulsions ; a, b, A, B, C, D sont des indices de couleur et i, j, α, β, γ, δ de coordonnées.

Le confinement des quarks et des gluons dans les hadrons est une conséquence de l'augmentation de la constante de couplage pour de petites échelles, tout comme la liberté asymptotique est la conséquence de sa diminution pour des grandes échelles. Il n'y a pas d'explication simple et intuitive pour la liberté asymptotique en QCD comme il peut y en avoir pour l'écrantage en QED. Deux types d'arguments différents tentent de décrire le phénomène soit comme un effet diélectrique soit un comme un effet paramagnétique. La première interprétation, avancée par des physiciens comme Gribov ou Drell [6], consiste à calculer les propriétés diélectriques du vide et à assigner la liberté asymptotique à l'auto-interaction du gluon. L'idée de base est que l'émission de gluons mous par des sources de couleur statiques "diffuse" leur charge de couleur dans le vide proche. L'interaction entre des charges diffuses est plus faible que l'interaction entre des charges ponctuelles lorsque les distributions de charges se superposent. Ceci conduit à une réduction de la force forte à courte distance, donc à la liberté asymptotique. La deuxième interprétation, avancée par Nielsen, Hughes ou Johnson [7] quelques années plus tard, décrit la liberté asymptotique comme un effet paramagnétique dû au spin des gluons. On peut montrer en effet qu'au premier ordre la contribution de particules de spin 1 à la variation de la constante de couplage est

$$\beta(\alpha_s) = \frac{1}{12\pi}(2n_f - 33)\alpha_s.$$

Si le nombre de saveurs n_f est inférieur à 17, la contribution paramagnétique de couleur des gluons l'emporte sur la contribution diamagnétique des quarks et on observe un effet d'anti-écrantage. Quel que soit l'interprétation, cet effet reste donc expliqué par l'auto-interaction des gluons.

1.2.4 Le théorème de factorisation

La théorie chromodynamique quantique permet d'effectuer des calculs perturbatifs dès lors que des énergies ou des masses suffisament importantes sont en jeu, donc à courtes distances. Il est possible, par exemple, de calculer la section efficace de production des partons c et d à partir des partons a et b. Mais les partons, nous l'avons vu, ne sont pas libres. Expérimentalement, nous pourrons mesurer la section efficace de la réaction $AB \to CD$ où A, B, C et D sont des hadrons. Le théorème de factorisation nous permet de relier les deux sections efficaces par la formule

$$\sigma_{AB\to CD}(p_A,p_B;Q^2) = \sum_{a,b,c,d} \int_0^1 dx_a dx_b \; F_{a/A}(x_a,M^2) F_{b/B}(x_b,M^2)$$

$$\times\ \hat{\sigma}_{ab\to cd}(x_a p_A, x_b p_B; \alpha_s(Q^2), M^2, M_F^2)$$
$$\times \int_0^1 dx_C dx_D \sum_{c,d} D_{C/c}(x_C, M_F^2) D_{D/d,M_F^2}(x_D)$$

où les x sont des fractions d'énergie $x_a = E_a/E_A$. Respectivement $F_{a/A}$ et $D_{C/c}$ sont la densité du parton a dans le hadron A et la fonction de fragmentation du parton c en un hadron C. Elles représentent la probabilité des processus $A \to a$ et $c \to C$. Leur détermination ne peut pas se faire de manière perturbative. Elles dépendent de plus des échelles de factorisation M et de fragmentation M_H. Elles sont universelles. Par cela, nous entendons que la probabilité d'un parton c de quadri-impulsion p_c de produire un hadron C de quadri-impulsion p_C est indépendante du processus de création du parton c. Si les fonctions de fragmentation et de densité ne peuvent pas être calculées, il est par contre possible d'en calculer l'évolution avec x et Q^2. Leur mesure à une valeur donnée de x, Q^2 est donc suffisante.

Notons encore que pour les processus $2 \to 2$, tel celui que nous venons de voir, on définit les variables de Mandelstam s, t et u comme

$$s = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2,$$
$$t = (p_a + p_c)^2 = (p_b + p_d)^2,$$
$$u = (p_a + p_d)^2 = (p_b + p_c)^2,$$

où p_i désigne l'impulsion de la particule i. La relation $s + t + u = \text{constante} = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2$ est toujours vraie.

1.2.5 L'hadronisation

Les partons produits lors d'un processus QCD ne sont "libres" qu'à très courtes distances. Seules des particules incolores sont détectées. Le passage d'un parton à un état final constitué de hadrons est appelé hadronisation. On divise généralement ce processus en trois étapes montrées sur la figure 1.2 : la gerbe de partons, l'hadronisation proprement dite et la désintégration des hadrons instables. Au niveau théorique, on sépare généralement les deux premières étapes par une coupure infrarouge t_0 sur l'échelle d'impulsion de transfert carrée t. Pour $t > t_0 \sim 1$ GeV^2, la gerbe de partons est traitée par une approximation du traitement perturbatif de la QCD. Pour $t < t_0$ on utilise des modèles non perturbatifs de l'hadronisation.

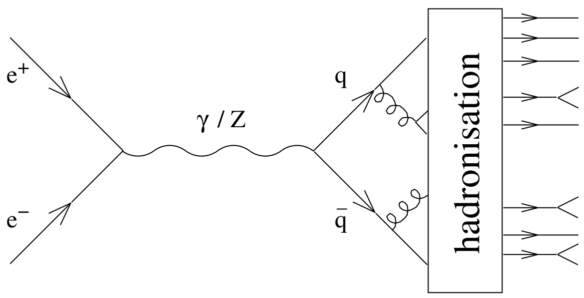


FIG. 1.2 – *La réaction $e^+e^- \rightarrow$ hadrons*

Après création de la paire $q\bar{q}$, on peut distinguer trois étapes : la gerbe de partons, l'hadronisation et la désintégration des hadrons instables.

Les gerbes de partons

Les calculs de QCD perturbative se font rarement au delà du troisième ordre. Le passage d'un ordre à un ordre supérieur étant difficile, à cause de la multiplication des diagrammes possibles, on passe d'un état final de 2, 3 voire 4 partons, à une gerbe de partons par une approximation du traitement perturbatif. On considère en effet que chaque parton se scinde en deux de manière indépendante. Le passage de n partons à $n+1$ partons se fait donc généralement sans prendre en compte des effets tels que la reconnection de couleur ou les corrélations de Bose-Einstein. Dans le cas de la scission d'un gluon en deux gluons, l'élément de matrice $\mathcal{M}_n$ se transforme comme

$$|\mathcal{M}_{n+1}|^2 \sim \frac{4g^2}{t} P_{gg}(z) \, |\mathcal{M}_n|^2,$$

où z est la fraction d'impulsion du parton initial prise par l'un des deux nouveaux partons et la fonction de scission du gluon ("gluon splitting function") vaut

$$P_{gg}(z) = 3 \left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right).$$

Un gluon se scindant en deux quarks donnerait la même équation mais avec une fonction de scission égale à

$$P_{gq}(z) = \frac{1}{2} \left(z^2 + (1-z)^2 \right),$$

et un quark émettant un gluon mou aurait une fonction de scission

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}.$$

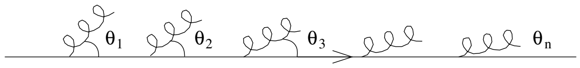


FIG. 1.3 – *Emission de gluons*

L'emission successive de gluons se fait, après avoir moyenné sur l'azimuth, à des angles θ de plus en plus petits : $\theta_1 > \theta_2 > ... > \theta_n$.

La succession de ces branchements donne une densité de partons qui se calcule à l'aide de l'équation de (Dokshitzer)-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [9]. Une propriété importante de ces branchements successifs est que l'angle d'émission d'un nouveau parton est chaque fois inférieur à l'angle d'émission du parton précédent sur le graphe de Feynman, comme représenté sur la figure 1.3. Les partons créés lors d'une gerbe sont donc relativement colinéaires au parton mère et les hadrons de l'état final sont produits en gerbes, nommées jets.

L'hadronisation

Les processus d'hadronisation ont lieu à des énergies de l'ordre de 1 GeV et ne peuvent donc pas être calculés par la QCD perturbative. Il faut alors soit avoir recours à des modèles non-perturbatifs, soit se baser sur des données mesurées dans de nombreuses expériences et, conformément au théorème de factorisation, supposer l'universalité des fonctions de fragmentation.

Pour modéliser l'hadronisation, on utilise souvent l'hypothèse de la dualité locale parton-hadron qui suppose que le flot d'impulsions et de nombres quantiques au niveau hadronique tend à être identique au flot au niveau partonique. Ainsi, par exemple, la saveur d'un quark devrait se retrouver dans un hadron proche de l'axe du jet qui lui est associé.

L'un des modèles les plus simples est le modèle de "tube" dans lequel un parton (ou, de manière plus réaliste, une paire de partons liés par la couleur) produit un jet de hadrons légers qui occupe un tube dans l'espace de rapidité et d'impulsion transverse (y,p_T) mesurés par rapport à la direction initiale du parton. Si la densité de hadrons dans cet espace est $\rho(p_T)$, l'énergie et l'impulsion d'un tube de longueur Y dans la coordonnée de rapidité seront

$$\begin{aligned} E &= \int_0^Y dy\, d^2p_T \rho(p_T) p_T \cosh y = \lambda \sinh Y \\ P &= \int_0^Y dy\, d^2p_T \rho(p_T) p_T \sinh y = \lambda\, (\cosh Y - 1) \sim E - \lambda \end{aligned}$$

où $\lambda = \int d^2p_T \rho(p_T) p_T$ donne l'échelle d'hadronisation. Ce modèle est toutefois trop simpliste pour effectuer des calculs précis et les incertitudes associées augmentent rapidement avec l'énergie. Trois classes de modèles plus évolués ont été jusqu'à présent développées.

La fragmentation indépendante

Le schéma le plus simple pour générer des distributions de hadrons à partir des distributions de partons est de supposer que chaque parton se fragmente indépendamment. L'appproche originale de Field et Feynman [8] était conçue pour reproduire la limitation de l'impulsion transverse et la loi d'échelle des distributions de fraction d'énergie observées dans les jets produits par annihilation e^+e^- à des énergies modérées. Dans ce modèle, les quarks et les gluons se fragmentent comme suit.

Chaque quark est combiné à un antiquark d'une paire $q\bar{q}$ créée à partir du vide pour donner une première génération de mésons avec une fraction d'énergie z. Le quark restant qui possède une fraction d'énergie $(1-z)$ est fragmenté de la même manière, et ainsi de suite jusqu'à ce que l'énergie restante soit inférieure à une valeur seuil. La loi d'échelle découle de l'indépendance en énergie de la distribution choisie pour z, connue sous le nom de fonction de fragmentation, $D(z)$. La limitation de l'impulsion transverse vient des impulsions transverses des paires $q\bar{q}$ auquelles on donne une distribution gaussienne.

Les gluons, sont d'abord séparés en une paire $q\bar{q}$. Une première option permet de donner toute l'impulsion du gluon à l'un ou l'autre des quarks ($z = 0$ ou 1) avec une probabilité égale. Les gluons se comportent alors comme des quarks de saveur aléatoire. Une autre option est d'utiliser la fonction de scission P_{gq} d'Altarelli-Parisi.

Ce modèle ne comporte que quatre paramètres : la fonction de fragmentation, la largeur de la distribution des impulsions transverses, le rapport entre la production de saveurs étranges et non-étranges et le rapport entre la production de mésons vecteurs et pseudoscalaires. Il fut assez précis pour décrire toute une série de mesures de productions de deux et trois jets dans les annihilations e^+e^- à des énergies modérées. Une de ses faiblesses est que la fragmentation d'un parton est censée dépendre de son énergie et non de sa virtualité. Ceci amène à des violations de la conservation de l'impulsion qui doivent être corrigées. Les couleurs et saveurs des partons résiduels doivent aussi être neutralisées. S'ajoutent à cela des problèmes lorsque les jets issus de deux partons différents deviennent trop proches et se chevauchent puisque, dans ce modèle, chaque jet est aveugle à son voisin.

Le modèle des cordes

Le modèle des cordes est plus facile à décrire pour des annihilations e^+e^- sans bremsstrahlung de gluon. Dans un tel cas, le quark et l'antiquark s'éloignent l'un de l'autre en perdant de l'énergie dans le champ de couleur qui finit par ressembler à une corde tendue entre eux. La corde a une énergie uniforme par unité de longueur et se casse en deux pièces de la taille de hadrons grâce à la production spontanée d'une paire $q\bar{q}$ dans son champ de couleur intense. En pratique, l'approche de la fragmentation des cordes n'est pas très différente de la fragmentation indépendante pour un système simple comme une paire $q\bar{q}$. Les ruptures de corde se font de manière itérative par des créations de paires $q\bar{q}$, comme précédemment. Ce que ce modèle apporte est une approche covariante et plus cohérente, ainsi que quelques contraintes sur la fonction de fragmentation, pour s'assurer de son indépendance par rapport au côté choisi pour débuter, et quelques contraintes sur la distribution des impulsions transverses qui est ici reliée au mécanisme de création des paires.

Le modèle des cordes devient vraiment différent de la fragmentation indépendante lorsque des gluons sont en jeu. Ceux-ci sont supposés déformer les cordes, chaque déformation portant initialement l'énergie et l'impulsion du gluon qui l'a produite. La corde peut ensuite se rompre soit du côté du quark, soit du côté de l'antiquark, soit des deux côtés à la fois. La fragmentation des cordes déformées amène à une distribution angulaire des hadrons plus conforme avec l'expérience.

Pour un état à plusieurs partons, il y a ambigüité sur la manière de connecter les cordes entre les différents quarks et avec les déformations dues aux gluons. Cependant, il est toujours possible de trouver une configuration de partons plane dans l'espace des couleurs, dans laquelle chaque parton a une couleur égale et opposée à celle de son voisin (ou de ses deux voisins dans le cas des gluons). Il apparaît alors raisonable de définir les cordes entre ces voisins.

Une vue schématique de ce modèle est montrée dans la partie gauche de la figure 1.4. On remarquera que lorsque un gluon, comme celui qui se trouve en bas sur le schéma, se

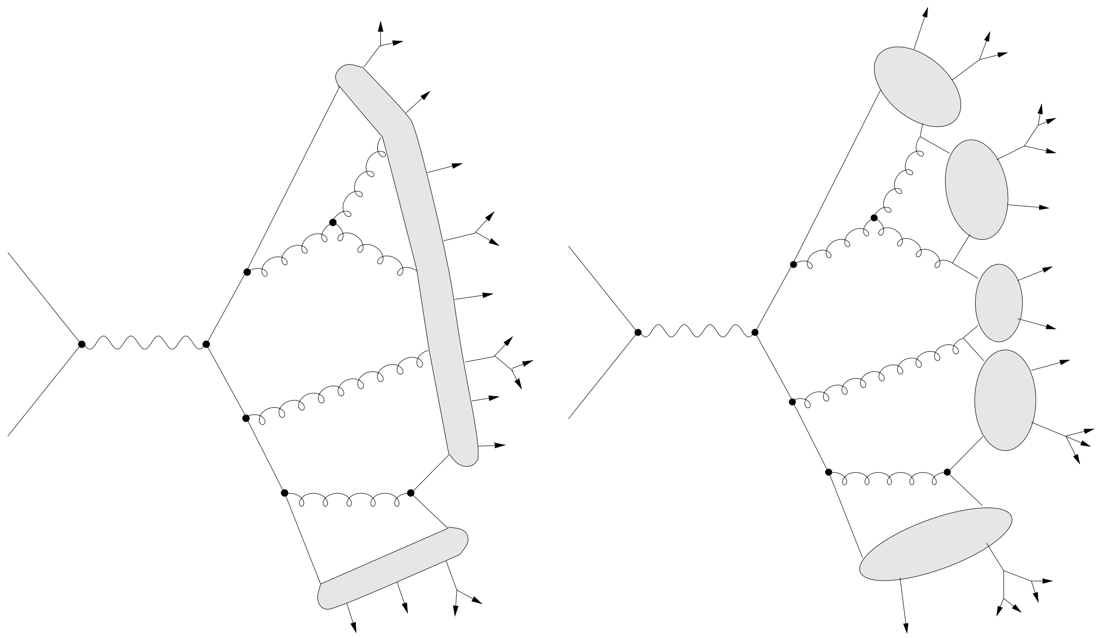


FIG. 1.4 – *Hadronisation en cordes ou en clusters pour une même gerbe de partons*
Les deux graphiques débutent par la même gerbe de partons dans laquelle toutes les interactions ont lieu à des échelles perturbatives et sont marquées par un point. A gauche, une corde est crée entre chaque paire $q\bar{q}$ à la fin de la gerbe partonique. Les gluons qui ne se sont pas scindés en quarks à cette échelle d'énergie viennent déformer les cordes. Les cordes se fragmentent ensuite en hadrons par créations de paires $q\bar{q}$. A droite, la même gerbe est fragmentée en clusters singlets de couleur. Pour cela, les gluons sont scindés de manière non perturbative en paires $q\bar{q}$. Ces scissions sont représentées par des vertex dépourvus de points. Chaque cluster se désintègre ensuite en une paire de hadrons.

divise de manière perturbative en une paire $q\bar{q}$ pendant l'évolution de la gerbe de partons, une brisure de corde supplémentaire est produite. Les gluons qui restent à la fin de la gerbe de partons (c'est-à-dire à l'échelle de coupure t_0 qui sépare le traitement quasi-perturbatif de la gerbe de partons du traitement non perturbatif de l'hadronisation) provoquent des déformations du fragment de corde auquel ils sont connectés. Chaque morceau de corde s'hadronise ensuite comme décrit précédemment.

Le modèle des clusters

Une propriété importante du processus de branchement de partons est le préconfinement des couleurs : chaque paire de partons voisins dans l'espace de couleurs possède une distribution de masse asymptotique qui tombe rapidement pour les grandes masses, est asymptotiquement indépendante de la virtualité Q^2 et est universelle. Ceci amène à une classe de modèles d'hadronisation par paquets ou clusters dans laquelle des clusters de partons singlets de couleur se forment avant de se désintegrer en hadrons. La manière la plus simple de former ces clusters à la fin de la gerbe partonique, est de scinder de manière non perturbative les gluons restants en paires de quarks-antiquarks. Les paires $q\bar{q}$ voisines peuvent alors se combiner en singlets. Les masses des clusters ainsi formés sont typiquement de l'ordre de deux ou trois fois $\sqrt{t_0}$.

Si une faible valeur de t_0 est utilisée, il est raisonnable de traiter les clusters comme une superposition de mésons. Dans un modèle populaire [10], chaque cluster se désintègre de manière isotropique dans son référentiel de repos en une paire de hadrons dont les rapports de branchement sont simplement déterminés par la densité d'états. Ces modèles reproduisent bien les données expérimentales sans qu'il soit nécessaire d'y ajuster des fonctions de fragmentation.

La partie droite de la figure 1.4 montre la même gerbe partonique que précédemment traitée par un modèle d'hadronisation en cluster : chaque gluon est scindé en une paire de quarks, et les quarks qui ne sont pas issus du même gluon et qui sont voisins dans l'espace des couleurs forment un cluster qui se désintègre en deux hadrons. Si les hadrons produits ne sont pas stables, ils peuvent évidemment se désintégrer à leur tour.

Une approche alternative est d'utiliser une coupure t_0 assez grande et de désintégrer les clusters massifs selon un processus anisotrope en plusieurs hadrons [11]. Bien sûr cela est un compromis entre les modèles de clusters à basse masse et les modèles de cordes. En pratique, même avec une faible valeur de t_0, il est nécessaire de prévoir un tel mécanisme pour la très faible fraction de clusters qui ont une masse trop élevée pour qu'une désintégration en deux hadrons soit plausible.

Comparaison des modèles

Plusieurs études comparatives des différents modèles ont été réalisées. On en trouvera une revue par exemple dans [12]. Nous allons présenter ici quelques résultats obtenus par les expériences SLD [13] et DELPHI [14].

SLD a mesuré la production inclusive de différentes saveurs de particules dans les réactions $e^+e^- \to Z \to jets$. Le rapport entre le nombre de particules et le nombre d'antiparticules est mesuré en fonction de x_p qui est la fraction d'énergie maximum emportée par la particule : $x_p = 2p/\sqrt{s}$ où p est l'impulsion de la particule. Sur la figure 1.5, les données sont comparées avec des prédictions Monte Carlo. Ces prédictions utilisent le même générateur mais avec trois modèles différents de fragmentation : JETSET 7.4 [15], UCLA [16] et HERWIG 5.8 [17], utilisés tous les trois avec les valeurs par défaut de leur paramètres. Les deux premiers sont des modèles de cordes, tandis que le dernier est un modèle de cluster. Ces modèles reproduisent correctement les mesures, même si HERWIG présente un accord moins bon que les deux autres.

A l'aide des événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow 3\ jets$, l'expérience DELPHI a mesuré le nombre de particules de différentes saveurs comprises dans les jets de quarks et de gluons, ce dernier étant le moins énergétique des trois. La colonne de gauche de la figure 1.6 nous montre ainsi la distribution en impulsion, $\sigma_q(particule)$, des $\pi^{\pm}$, des $\mathrm{K}^{\pm}$ et des $\mathrm{p}/\bar{\mathrm{p}}$ détéctés dans des jets issus de quarks. La seconde colonne nous montre les mêmes distributions pour les particules provenant de jets issus de gluons, $\sigma_g(particule)$. La troisième colonne est le rapport des deux premières, $\sigma_g(particule)/\sigma_q(particule)$. La dernière colonne est le rapport de la troisième sur la somme de tous les graphiques de la troisième colonne :

$$\left(\frac{\sigma_{\mathrm{g}}(\text{particule})}{\sigma_{\mathrm{q}}(\text{particule})}\right) / \left(\frac{\sigma_{\mathrm{g}}(\text{toutes les particules chargées})}{\sigma_{\mathrm{q}}(\text{toutes les particules chargées})}\right).$$

Les données sont comparées à JETSET 7.4 avec des paramètres ajustés, à JETSET 7.4 avec les paramètres par défaut et à HERWIG 5.8 avec des paramètres ajustés. Une fois encore, les comparaisons sont satisfaisantes mais HERWIG sous-estime le nombre de kaons et de protons dans les jets de gluons.

1.3 Les algorithmes de jet

1.3.1 Importance et difficultés

Intérêt

Les algorithmes de jet ont pour but initial de renverser l'hadronisation : à partir des objets vus dans le détecteur, que nous appellerons "hadrons" ou "particules" plutôt que "traces" et "gerbes électromagnétiques", on souhaite posséder le maximum d'information sur les partons initiaux. Dans l'idéal, chaque jet possède les mêmes propriétés (masse, énergie, impulsion) qu'un des partons initiaux. Plus modestement, on peut souhaiter réduire la quantité d'information dans l'état final pour comprendre l'état initial ou en mesurer certains paramètres (tels que la masse du boson W).

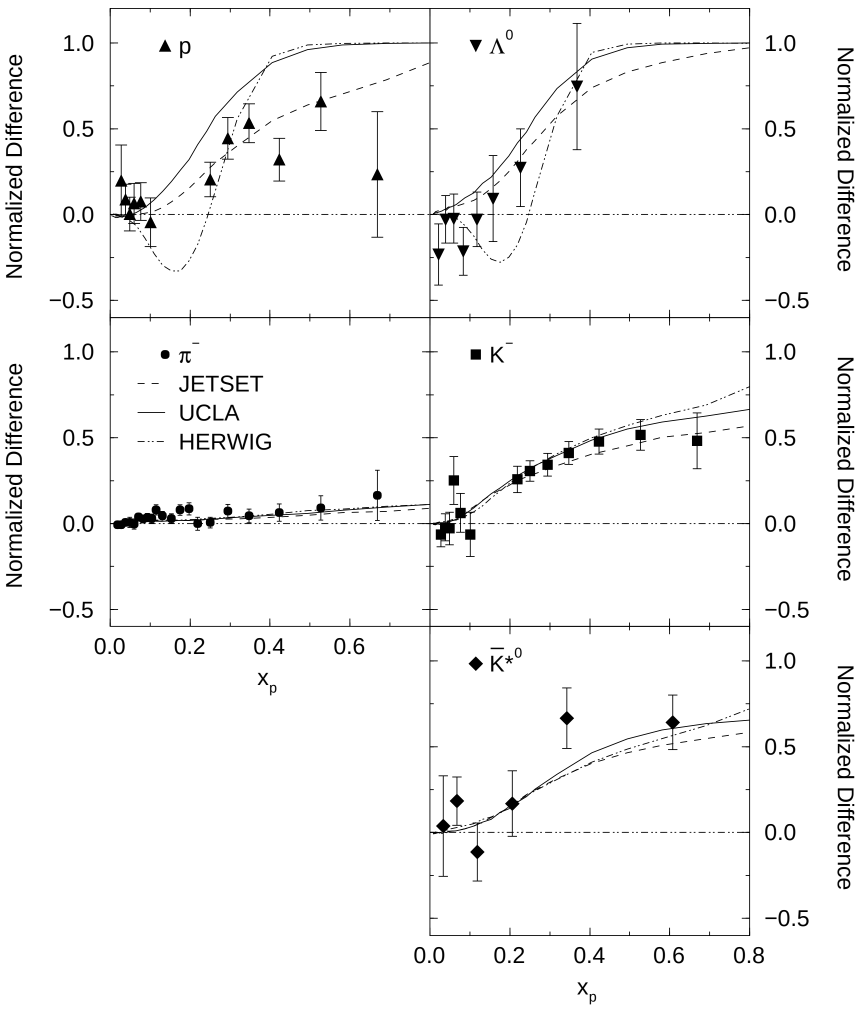


FIG. 1.5 – *Rapport entre le nombre de particules et d'antiparticules*

Le rapport entre le nombre de particules et d'antiparticules est mesuré pour chaque saveur en fonction de $x_p = 2p/\sqrt{s}$*. Les prédictions utilisant trois modèles d'hadronisation différents sont superposées aux données.*

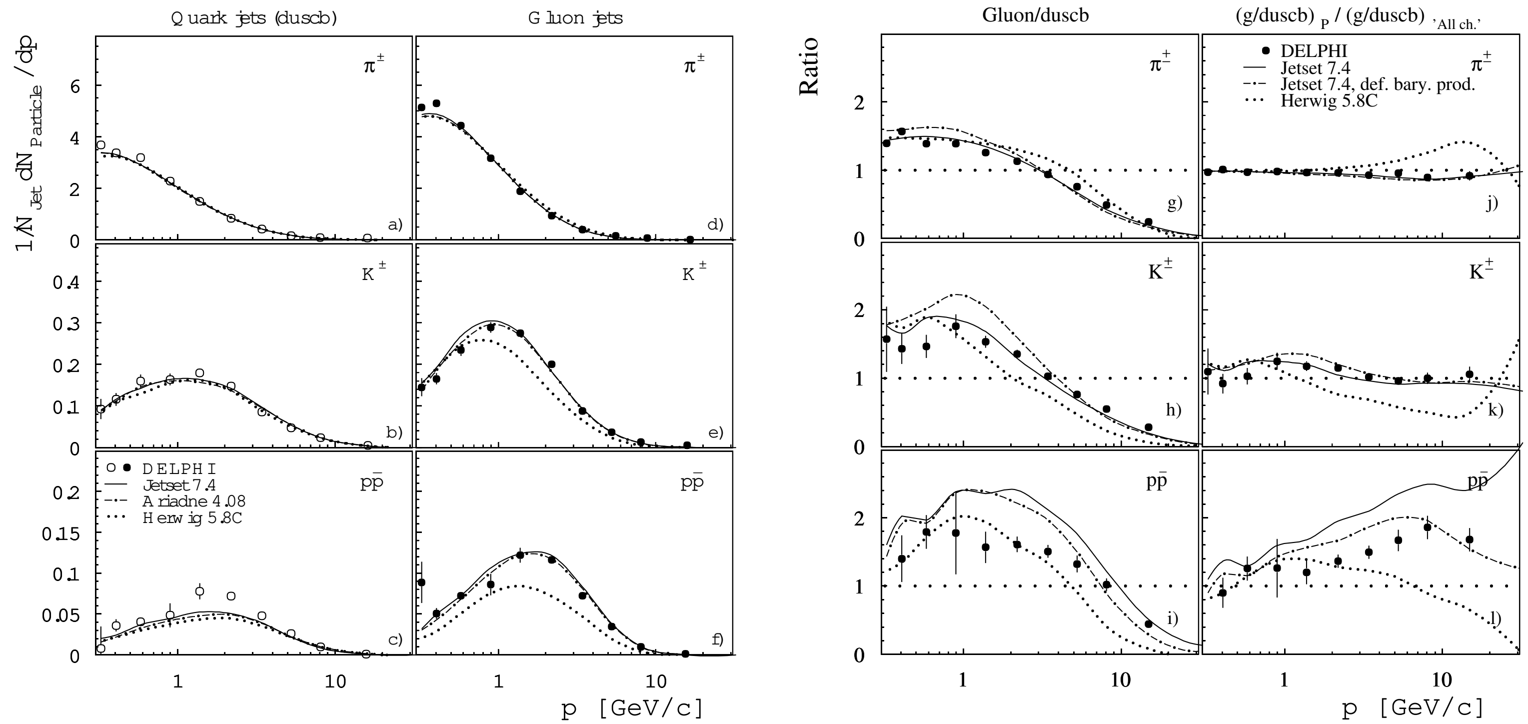


FIG. 1.6 – *Productions des différentes saveurs de particules dans les jets de gluons et de quarks.*

Les figures a-c montrent la distribution en impulsion des particules issues de jets de quarks. Les figures d-f montrent la distribution en impulsion des particules issues de jets de gluons. Les figures g-i montrent les rapports entre les figures d-f et a-c. Les figures j-l montrent les rapports entre les figures g-i et le rapport total (jets de gluons)/(jets de quarks). Les données sont comparées à trois modèles de fragmentation différents.

Ces algorithmes peuvent aussi servir d'outils à la compréhension du processus d'hadronisation. Les jets issus de quarks et de gluons se distinguent par exemple par leur densité d'énergie et par leur nombre moyen d'hadrons [12].

Pour ces différentes raisons, les algorithmes de jet sont devenus des outils indispensables à l'analyse des événements hadroniques. Ils sont amenés à le rester puisque, contrairement aux gerbes électromagnétiques, sujets de nombreuses études lors de l'arrivée des premiers calorimètres électromagnétiques, les gerbes hadroniques sont une propriété intrinsèque de la QCD et ne disparaîtront pas avec une amélioration des performances des calorimètres hadroniques.

Propriétés

La tâche assignée aux algorithmes de jet est parfois divisée en deux parties [18]. Tout d'abord, il faut sélectionner l'ensemble des particules qui définiront un jet. Le processus de sélection est souvent appelé, par synecdoque, l'algorithme de jet. La deuxième étape consiste à combiner les quadri-impulsions de ces particules pour obtenir la quadri-impulsion du jet. La règle d'addition de ces quadri-impulsions est nommée "schéma de recombinaison". Bien sûr, ces deux parties sont bien souvent intriquées l'une dans l'autre et la plupart des algorithmes de jet sont itératifs : après recombinaison, l'orientation du jet peut être légèrement différente, ce qui oblige à reconsidérer quelles sont les particules à y inclure et à répeter l'opération jusqu'à ce que la position du jet soit stable.

Les qualités requises pour les algorithmes de jet sont diverses. L'une des premières est leur stabilité. On souhaite que, pour un événement donné, de légers changements dans les propriétés du détecteur, qu'il s'agisse de son acceptance ou de sa résolution, ne modifient pas significativement les propriétés des jets.

Si l'on désire mesurer une quantité physique, la qualité principale d'un algorithme sera la résolution qu'il offre dans la mesure de cette quantité. Si l'on souhaite renverser le processus d'hadronisation pour comprendre les sous-processus en jeu dans une réaction donnée, la qualité principale sera la possibilité de comparer théorie et expérience. Pour cela, il faut que l'algorithme puisse s'appliquer au niveau partonique et au niveau du détecteur de manière non-ambiguë. Au niveau détecteur, cela implique une indépendance vis-à-vis de l'ordre dans lequel les hadrons sont considérés et une définition claire du traitement des zones où deux ou plusieurs jets peuvent se superposer et des zones où il n'y a aucun jet. Au niveau partonique, on souhaite appliquer le même algorithme avec très peu de partons, en général entre deux et quatre. La QCD requiert que ces algorithmes offrent une stabilité par rapport aux divergences infrarouge et colinéaire. La stabilité infrarouge désigne la stabilité par rapport à l'émission d'un gluon, d'énergie asymptotiquement nulle. L'émission d'une telle particule, ne changeant rien au niveau théorique, ne doit rien changer aux jets. La stabilité colinéaire désigne la stabilité par rapport au remplacement d'un parton par plusieurs partons colinéaires de même quadri-impulsion totale. Au niveau théorique, ce remplacement est sans conséquences, il doit l'être aussi pour la définition des jets.

Un autre ensemble de qualités, souvent requises mais peu évoquées, concerne l'interface informatique. Vitesse d'exécution, robustesse, facilité d'implémentation, possibilités de modifications, etc. expliquent parfois le succès de tel algorithme par rapport à tel autre.

Notons, pour finir, que la plupart des algorithmes sont utilisés différemment selon l'environnement. Dans les réactions d'annihilation d'un électron et d'un positron de même énergie, le référentiel du centre de masse et le référentiel de la collision sont les mêmes et la géométrie de l'état final est sphérique. On utilise donc les angles polaires et azimuthaux, θ et ϕ , pour définir les angles entre les particules. Dans les collisions où les deux particules qui interagissent n'ont pas la même impulsion, telles que les collisions de hadrons ou de photons, le centre de masse du système subit un boost de Lorentz quasi parallèle à l'axe du faisceau. La géométrie est alors cylindrique et l'on préfère utiliser l'angle azimuthal ϕ et la pseudorapidité $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$.

Les algorithmes existants

Dans la suite, nous allons décrire plusieurs algorithmes existants. Nous commencerons par le travail pionnier de G. Sterman et S. Weinberg. Nous nous attarderons ensuite sur les deux grandes catégories d'algorithmes aujourd'hui utilisés : les algorithmes de cône et les algorithmes d'amas. Nous terminerons par une brève description d'un nouvel algorithme proposé par F. Tkachov et nommé OJF. Ces différentes sections sont en partie inspirés des références [18, 19, 20].

Nous n'avons évidemment pas la prétention d'être ici exhaustifs. Il existe de très nombreuses variantes des algorithmes de cône et d'amas que nous ne décrirons pas. De nouveaux algorithmes (par exemple [21]), ou des combinaisons d'algorithmes existants sont régulièrement proposés, répondant aux évolutions des accélérateurs et des détecteurs ainsi qu'à celle de l'informatique. Au-delà des algorithmes, fonctionnant de manière séquentielle, des réseaux de neurones aux propriétés comparables pour un nombre limité de particules dans l'état final, offrent une vitesse d'éxecution plus grande [22]. Cet avantage est toutefois compensé par la délicatesse de leur mise en place, puisqu'ils requièrent un entraînement par des simulations Monte Carlo avant leur utilisation et sont donc dépendants des modèles d'hadronisation implémentés dans les générateurs. Ce foisonnement est, n'en doutons pas, le reflet de l'importance accordée par la communauté scientifique à ces outils indispensables à la compréhension des phénomènes QCD.

1.3.2 Les premiers algorithmes

On doit l'un des tous premiers algorithmes de jets aux travaux de Sterman et Weinberg publiés en 1977 [23]. L'observation de jets dans les collisions e^+e^- en 1975 au SLAC [24] venait de renforcer l'hypothèse des partons et de l'existence de la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Sterman et Weinberg souhaitaient calculer la section efficace de production d'événements à deux jets $\sigma(E, \theta, \Omega, \epsilon, \delta)$. Ils définirent comme un événement à deux jets tout événement dont l'énergie, E, de l'état final, à l'exception d'une fraction $\epsilon \ll 1$, peut être incluse dans une paire de cônes de demi-angle $\delta \ll 1$, dos-à-dos, formant un angle θ avec l'axe du faisceau et étant compris dans une zone d'acceptance définie par deux cônes fixes d'angle solide Ω $(\pi\delta^2 \ll \Omega \ll 1)$.

Au niveau théorique, cette section efficace reçoit les contributions de trois états finaux distincts : la production de deux quarks $q\bar{q}$, mais aussi la production de deux quarks accompagnés d'un gluon $q\bar{q}g$, avec un gluon d'énergie $E' \leq \epsilon E$ ou avec un gluon émis à petit angle d'un des deux quarks. Les auteurs indiquent également que ces calculs peuvent être généralisés à un nombre arbitraire de jets et qu'il est possible de tester les prédictions de la QCD pour n'importe quel nombre de partons pour autant que ceux-ci soient réinterpretés en termes de jets.

On peut légitimement considérer cette définition comme le précurseur des algorithmes de cônes, même si elle n'est alors appliquable qu'au niveau théorique et ne permet qu'un décompte du nombre d'événements à deux jets. Le jet et ses propriétés ne sont pas encore des objets d'analyse.

1.3.3 Les algorithmes de cône

Les algorithmes de cônes sont les plus intuitifs, dans leur définition première, car purement géométriques. Un jet est défini par l'ensemble des particules contenues dans un cône de demi-angle R = $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ donné.

Les schémas de recombinaison des particules qui font partie d'un jet sont variables [19]. Un choix classique, appelé Snowmass [25], définit l'énergie transverse E_T et les coordonnées η, ϕ du jet J à partir des particules i comme :
$E_T^J = \Sigma E_T^i$, $\eta^J = \frac{1}{E_T^J}\Sigma E_T^i \eta^i$, $\phi^J = \frac{1}{E_T^J}\Sigma E_T^i \phi^i$.
Ce schéma présente l'avantage de définir des jets stables et invariants de Lorentz. Malheureusement, les angles η^J et ϕ^J ainsi définis ne sont que des approximations (valables dans la limite où la masse du jet tend vers zéro) de la rapidité et de l'angle azimuthal du jet. Les expériences de Fermilab évitent ce problème en redéfinissant, lorsque des jets stables sont trouvés, l'énergie des jets de manière plus physique : $E^J_{x,y,z} = \Sigma E^i_{x,y,z}$. Les variables η, ϕ, E_T étant alors redéfinies à partir de ces valeurs. Un tel choix est à rapprocher d'un autre schéma standard, appelé "E-scheme" [19], où l'on utilise la quadri-impulsion de chaque particules : $(E^J, p^J_{x,y,z}) = \Sigma(E^i, p^i_{x,y,z})$. Ce schéma présente toutefois le défaut dêtre moins stable que Snowmass.

Stabilités infrarouge et colinéaire

Naïvement la définition d'un cône présente une stabilité infrarouge et colinéaire : l'émission d'un gluon d'énergie asymptotiquement nulle ou la division en deux d'un parton ne change pas la quantité d'énergie contenue dans le cône. Malheureusement, cette propriété disparaît très souvent lorsque l'on ne considère plus des jets "tous faits" auquels on ajoute une particule mais que l'on applique un algorithme qui, à partir d'un certain nombre de particules, doit définir quelle particule fait partie de quel jet. Les algorithmes usuels cherchent généralement à construire des cônes autour des particules détectées qui servent alors de "graines" à l'algorithme. Chacune de ces graines est prise en considération dans un ordre précis. Une particule ne servira pas de graine si elle est déjà attachée à un jet. Montrons, dans les exemples suivants [26], comment les stabilités infrarouge et colinéaire sont alors perdues.

Si l'on considère le cas illustré dans la figure 1.7 où deux particules sont émises à une distance $R < d < 2R$. Deux cônes seront alors définis autour de ces particules. L'émission d'un gluon mou au milieu de ces deux particules change alors dramatiquement

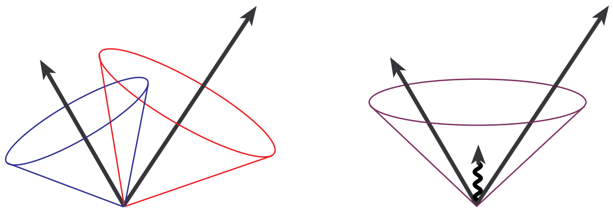


FIG. 1.7 – *Exemple d'instabilité infrarouge*

Soient deux partons émis à une distance $R < d < 2R$ l'un de l'autre. Dans la figure de gauche, chacun des partons donnera naissance à un jet. Si, comme dans la figure de droite, un gluon mou est émis entre les deux et qu'il sert de graine à l'algorithme, un seul jet sera trouvé.

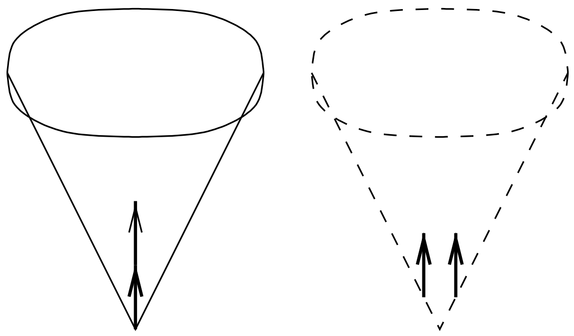


FIG. 1.8 – *Exemple d'instabilité colinéaire*

Si une énergie minimum est requise pour qu'une particule puisse servir de graine à l'algorithme, alors le jet de la figure de gauche disparaitra si la particule qui lui a donné naissance se scinde en deux particules d'énergie plus basse que le seuil, comme dans la figure de droite.

la situation : il devient possible de définir un seul jet contenant les trois particules. Il n'y a donc pas de stabilité infrarouge.

Une solution pourrait être de définir un seuil d'énergie à partir duquel les particules sont prises en compte. Mais alors, comme le montre la figure 1.8, c'est la stabilité colinéaire qui n'est plus respectée puisqu'une particule peut arbitrairement passer sous le seuil en se scindant en deux particules moins énergétiques.

La plupart des algorithmes pallient à cela en commençant à chercher des cônes autour des graines les plus énergétiques. Si cela permet d'éviter les deux problèmes rencontrés précédemment, cela peut en poser de nouveaux. Sur la figure 1.9, un cône est défini autour de la particule de plus haute énergie et comprend, à ses bords, deux particules d'énergie moyenne. La scission de la particule centrale en deux particules de plus basse énergie

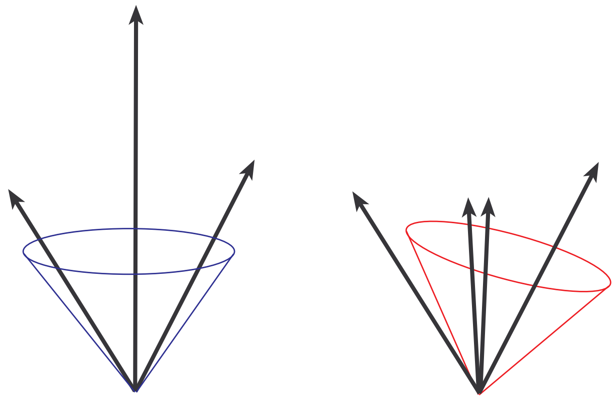


FIG. 1.9 – *Exemple d'instabilité colinéaire*

Si les graines sont rangées par énergie décroissante, le jet de la figure de gauche changera de direction si la particule centrale se scinde en deux, comme dans la figure de droite.

fait que la particule de droite devient la plus énergétique et est prise comme graine. La particule de gauche n'est plus incluse dans le jet. Son énergie et sa direction ne sont évidemment plus les mêmes : l'algorithme n'offre donc pas de stabilité colinéaire.

Algorithmes sans graines et ILCA

Une solution possible consiste à faire un algorithme "sans graines". On ne peut évidemment pas considérer tour-à-tour chaque point infinitésimal de l'espace et l'idée ici est plutôt de considérer chaque cristal (ou "tower") du calorimètre utilisé. Un tel algorithme est décrit dans la figure 1.10. Pour limiter le temps de calcul, la variable ϵ a été introduite. Elle permet de rejeter les faux-jets qui s'éloignent du cristal initial. Cet algorithme reste malgré tout assez lent.

Récemment, les physiciens de CDF et D0 ont proposé un algorithme de cône avec graine applicable au niveau partonique, baptisé ILCA ("Improved Legacy Cone Algorithm") [19]. Dans celui-ci, sont considérés comme graines toutes les particules et tous les points situés au milieu de deux particules ou de deux proto-jets. Son fonctionnement est décrit dans la figure 1.10. Il est utilisé avec le schéma de recombinaison E-scheme.

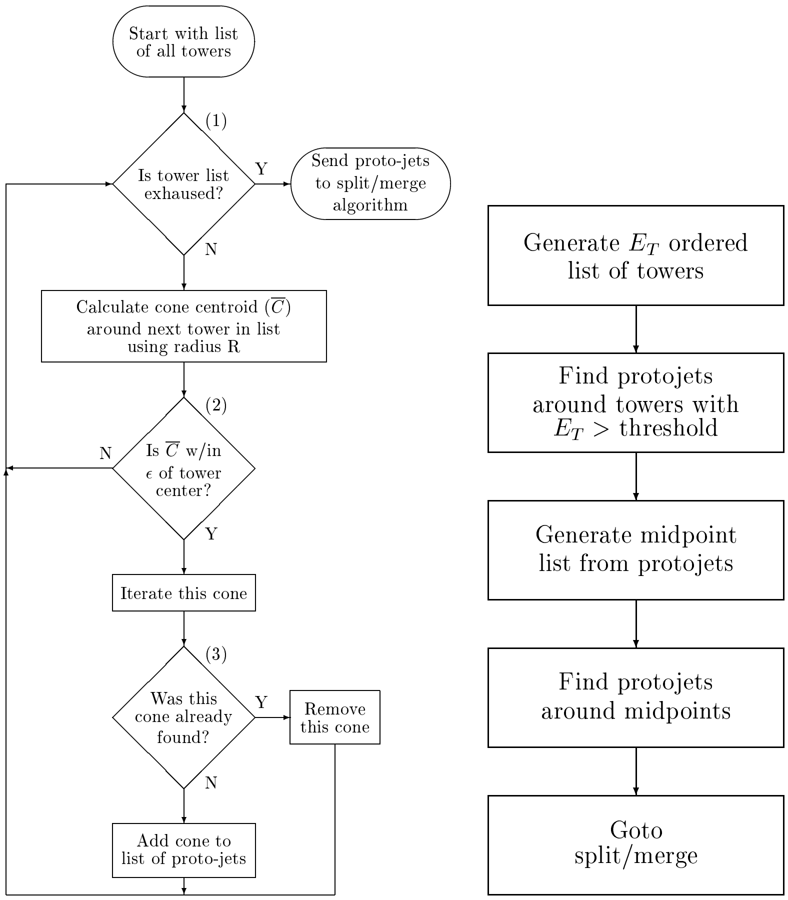


FIG. 1.10 – *Exemple d'algorithmes de cône stables (algorithme sans graine à gauche et ILCA à droite)*

Dans le premier algorithme, chaque cristal du détecteur est tour à tour pris comme centre (C) d'un cône. Toutes les particules à l'intérieur de ce cône sont prises en considération et le quadrivecteur du jet est calculé avec le schéma de recombinaison choisi. Ce quadrivecteur définit une direction notée $\bar{\mathrm{C}}$. *Si la distance entre C et* $\bar{\mathrm{C}}$ *est inférieure à* ϵ *et qu'il ne s'agissait pas d'un jet déjà mémorisé, alors ce jet est mémorisé.*
Dans le second algorithme, chaque particule avec une énergie transverse plus grande qu'un seuil donné est prise comme graine, puis chaque point médian de deux particules est à son tour utilisé comme graine.
Le mot "protojet" indique que les jets ainsi trouvés doivent encore passer à travers un algorithme tel que celui décrit dans la figure 1.11.

Zones de recouvrement

Une autre complication lors de l'application de ces algorithmes surgit du traitement des zones où deux ou plusieurs cônes se superposent. Les cônes doivent-ils ne former qu'un seul jet ? Les particules doivent-elles être assignées au jet le plus énergétique ? au jet le plus proche ? ou doit-on partager l'énergie en deux ? Toutes ces solutions sont légitimes et il n'existe pas actuellement de consensus sur les choix à opérer, ce qui peut provoquer quelques ambiguïtés. CDF et D0, avant le passage du Tevatron à une plus grande énergie, se sont toutefois mises d'accord sur les règles définies dans la figure 1.11 [19].

Malgré les divers problèmes évoqués, leur aspect très intuitif et leur rapidité d'exécution lorsqu'un grand nombre de particules sont en jeu font que les algorithmes de cônes restent très utilisés, principalement pour l'analyse d'événements issus de collisions hadroniques. Pour notre part, ayant à étudier des événements avec une assez faible multiplicité, nous n'en emploierons pas.

1.3.4 Les algorithmes d'amas

Les algorithmes d'amas (ou clusters), parfois appelés algorithmes en k_T, sont inspirés par la QCD perturbative. Ils sont les descendants de variables telles que le thrust [27], la sphéricité [28] ou, à la fin des années 70, la triplicité [29], la "tri-jettiness" [30], etc. Ces variables, même si elles sont généralisables à un nombre arbitraire de jets, restent souvent spécialisées aux types d'analyses pour lesquels elles furent inventées.

Dans les années 80, des algorithmes plus génériques sont proposés. Pour la plupart, ce sont des algorithmes d'amas binaires [31] : le nombre d'objets finaux est réduit un par un en combinant les deux objets les plus proches jusqu'à ce qu'un certain critère soit atteint. Les amas qui restent définissent les jets. Ces algorithmes diffèrent les uns des autres par la définition de la distance entre particules, le choix d'un critère d'arrêt, la possibilité qu'une partie de l'énergie reste en dehors des jets et, finalement par leur implémentation pratique.

Signalons, à la même époque, un autre type d'algorithme, proposé par Dorfan [32], qui utilise un chemin inverse. Toutes les particules sont reliées entre elles par une arborescence d'envergure minimale ("minimal spanning tree" : on définit une arborescence qui permet toujours de passer d'un point à n'importe quel autre et telle que sa longueur totale soit minimale) puis l'on "coupe" les branches les plus longues et l'on ne garde selon certains

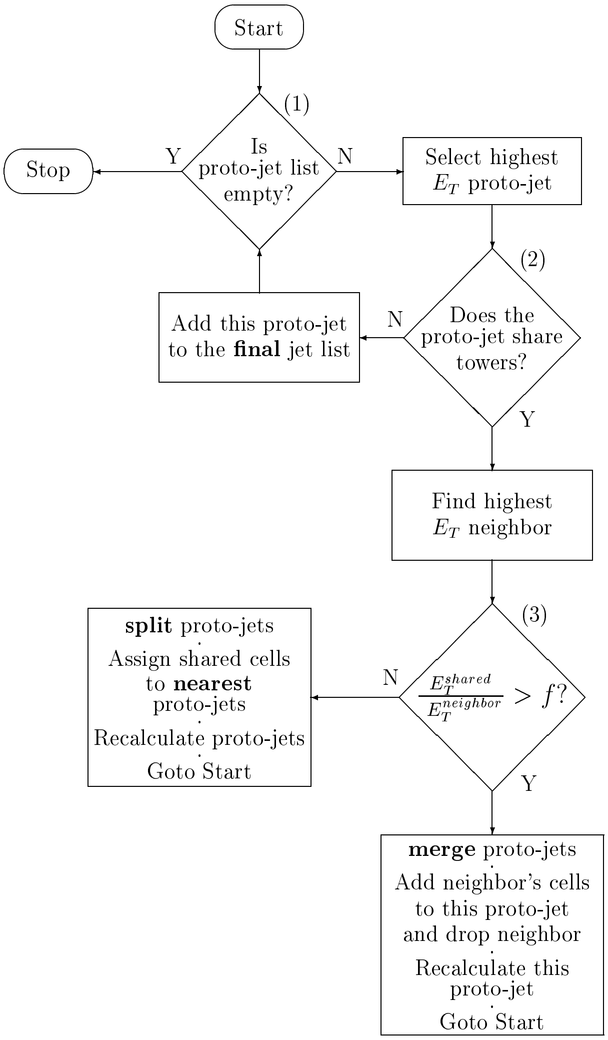


FIG. 1.11 – *Traitement des zones de superposition*

Si deux jets partagent plusieurs cristaux, ils fusionnent en un seul jet si le rapport de l'énergie transverse partagée à l'énergie transverse du jet de plus basse énergie est inférieur à f (valeur arbitraire typiquement de l'ordre de 50%). Dans le cas contraire, l'énergie de chaque cristal est attribuée au jet le plus proche.

critères que quelques ensembles, qu'on appelle jets.

Le plus ancien des algorithmes d'amas encore utilisé est Luclus [33] qui doit probablement sa longévité au fait d'être inclus dans JETSET [15], l'interface d'hadronisation de nombreux générateurs Monte Carlo. L'expérience JADE à PETRA en a proposé une version simplifiée qui fut appelée Jade [34] et que nous décrirons ci-dessous. L'utilisation de l'impulsion transverse (k_T) au lieu de la masse invariante a donné naissance à l'algorithme de Durham [35] et à ses nombreuses variantes : Durham-angulaire [36], Geneva [37], Cambridge [36], etc. Seuls ces derniers devraient être désignés comme algorithmes en k_T, mais le fait est qu'actuellement les algorithmes d'amas sont dominés par les algorithmes en k_T et que l'on confond souvent la partie et le tout.

Un autre algorithme d'amas mérite d'être évoqué : Diclus (ou Arclus) [38]. Au lieu de combiner deux objets en un, celui-ci combine trois objets en deux, inspiré en cela par les théories de dipôle de l'hadronisation en cascade.

Jade

L'algorithme Jade est l'archétype des algorithmes d'amas binaire. Il démarre avec pour objets l'ensemble des particules de l'événement. Les deux objets, i et j, qui ont la plus petite distance relative d_{ij} (définie ci-dessous) sont transformés en un seul objet, k, de quadri-impulsion $p_k = p_i + p_j$. Les objets i et j sont supprimés de la liste des objets et remplacés par l'amas k. Ce processus est répété jusqu'à ce que tous les objets -particules ou amas- se trouvent les uns des autres à des distances supérieures à la variable d_{cut} qui est une valeur arbitraire déterminant l'échelle du processus physique. Les objets finaux sont les jets de l'événement. Il est également possible de laisser d_{cut} libre et de fixer à l'avance le nombre de jets à reconstruire.

La distance entre deux particules i et j est définie comme $d_{ij} = \sqrt{2\,E_i\,E_j\,(1 - cos\theta_{ij})}$ qui a la dimension d'une masse. On utilise fréquemment la variable sans dimension $y_{ij} = \frac{d_{ij}^2}{E_{vis}^2}$, où E_{vis} est l'énergie totale de toutes les particules visibles dans le détecteur.

On notera que d_{ij} est une approximation de la masse invariante dans la limite de particules de masse nulle. Lorsque les calculs QCD sont effectués au deuxième ordre (NLO), il devient toutefois préférable d'utiliser pour distance la masse invariante elle-même : $m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2 = m_i^2 + m_j^2 + 2(E_i\,E_j - \vec{p}_i\vec{p}_j\,cos\theta_{ij})$.

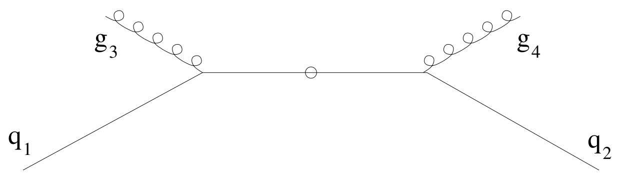


FIG. 1.12 – *La configuration dite "du goëland"*

Deux quarks sont émis dos-à-dos. Chacun émet à son tour un gluon mou. Jade aura tendance à combiner les deux gluons ensembles tandis que Durham associe correctement chaque gluon au quark qui l'a produit.

Durham

L'algorithme de Durham [35] est le père des algorithmes en k_T. Il fut proposé par Catani, Dokshitzer et Webber dans une version pour les collisionneurs e^+e^-, puis, avec quelques modifications, pour les collisionneurs hadroniques.

L'unique différence entre l'algorithme de Durham et l'algorithme de Jade tient dans la définition de la distance : le produit $E_i\,E_j$ est remplacé par $min(E_i^2,E_j^2)$. On mesure donc l'impulsion transverse (ou plutôt l'énergie transverse) minimum d'une particule par rapport à la direction d'une autre particule.

Une utilisation stricte de la définition de p_T voudrait que l'on utilise $sin^2(\theta)$ plutôt que $2(1-cos\theta)$, même si les deux valeurs sont équivalentes à bas angle. Mais nous ne sommes pas uniquement intéressés par la valeur de p_T, mais aussi par la direction d'une particule par rapport à l'autre et il est important de pouvoir distinguer deux particules dans le même sens de deux particules en sens opposés. L'utilisation du sinus carré conduirait à associer des particules dos-à-dos.

Durham est devenu le standard des algorithmes d'amas, remplaçant en cela Jade qui, au niveau théorique, oblige à de plus grandes corrections chaque fois que l'on désire augmenter d'un ordre (NLO, NNLO, etc) la précision des calculs. Durham est aussi préféré pour le traitement plus naturel des gluons mous. Prenons l'exemple de la figure 1.12. Deux gluons de très basses énergies sont émis par deux quarks énergétiques. Pour l'algorithme de Jade, les deux particules les plus proches seront les deux gluons puisque le produit de leurs énergies est très faible. Jade va donc créer un jet fantôme entre les deux gluons. Durham n'a pas ce problème puisque chaque particule de basse énergie sera associée à la particule la plus proche (en E_T). On aura donc deux jets dos-à-dos. Au niveau théorique, ceci garantit la factorisation en logarithmes. En effet les calculs QCD peuvent être faits pour un ordre, donc un nombre de partons, fixe (LO, NLO, etc) ou en resommant les classes dominantes de tous les ordres (factorisation en logarithmes : LL, NLL, etc). Dans ce dernier cas, le nombre de partons peut aller à l'infini et il est important que les gluons mous ne forment pas de jets fantômes.

Pour les collisions hadroniques ou semi-hadroniques, une version plus sophistiquée de Durham permet de prendre en compte l'existence d'un ou deux jets spectateurs le long du faisceau. Dans un premier temps, les particules sont séparées entre celles appartenant au(x) jet(s) spectateur(s) et aux jets d'état final. Cette séparation se fait en comparant l'impulsion transverse par rapport à l'axe du faisceau et par rapport aux autres hadrons. Les particules attribuées aux jets d'état final sont alors traitées comme précédemment.

Une version légèrement différente a été proposée par Ellis et Soper [39]. La séparation des particules et la formation des jets n'y sont plus traitées séparément. L'algorithme est décrit dans la figure 1.13. On pourrait montrer que la variable de coupure D est très similaire à la variable R des algorithmes de cône. Cet algorithme est l'un de ceux que nous utiliserons.

Les autres algorithmes de k_T

L'algorithme Geneva [37] diffère de Durham par la définition de la mesure de la distance. Il utilise $y_{ij} = \frac{8\,E_i\,E_j(1-cos\theta_{ij})}{9\,(E_i+E_j)^2}$ et ne dépend donc nullement de l'énergie totale de l'événement. Le facteur $\frac{E_i\,E_j}{(E_i+E_j)^2} \simeq \frac{min(E_i,E_j)}{max(E_i,E_j)}$ favorise le couplage des gluons mous avec des particules dures, plus encore que dans le cas de Durham. Cela le rend plus adapté à la recherche de nouvelles particules légères, mais le rend hypersensible aux effets d'hadronisation [20]. Ce dernier point et le fait qu'il soit aussi très sensible aux erreurs de mesure puisque le dénominateur utilise l'énergie des particules plutôt que l'énergie de l'événement font qu'il est assez peu utilisé.

Pour éviter certains défauts de Durham, et notamment la présence possible d'un jet parasite lorsque qu'un quark émet deux gluons mous et que le paramètre y_{cut} est petit, une variante appelée Durham-angulaire a été proposée [36]. Dans l'évolution DGLAP de la gerbe partonique, les gluons sont émis, nous l'avons vu, à des angles toujours plus petits. Cet algorithme n'ordonne donc pas les paires de particules i, j en fonction y_{ij} mais en fonction de $v_{ij} = 2(1 - cos\theta_{ij})$. La décision de fusion de deux particules se prend toutefois avec y_{ij} : si la paire de plus petit v_{ij} a un $y_{ij} < y_{cut}$ alors les deux objets fusionnent, sinon on passe à la paire avec la plus petite valeur de v_{ij} suivante. Cet algorithme est toutefois

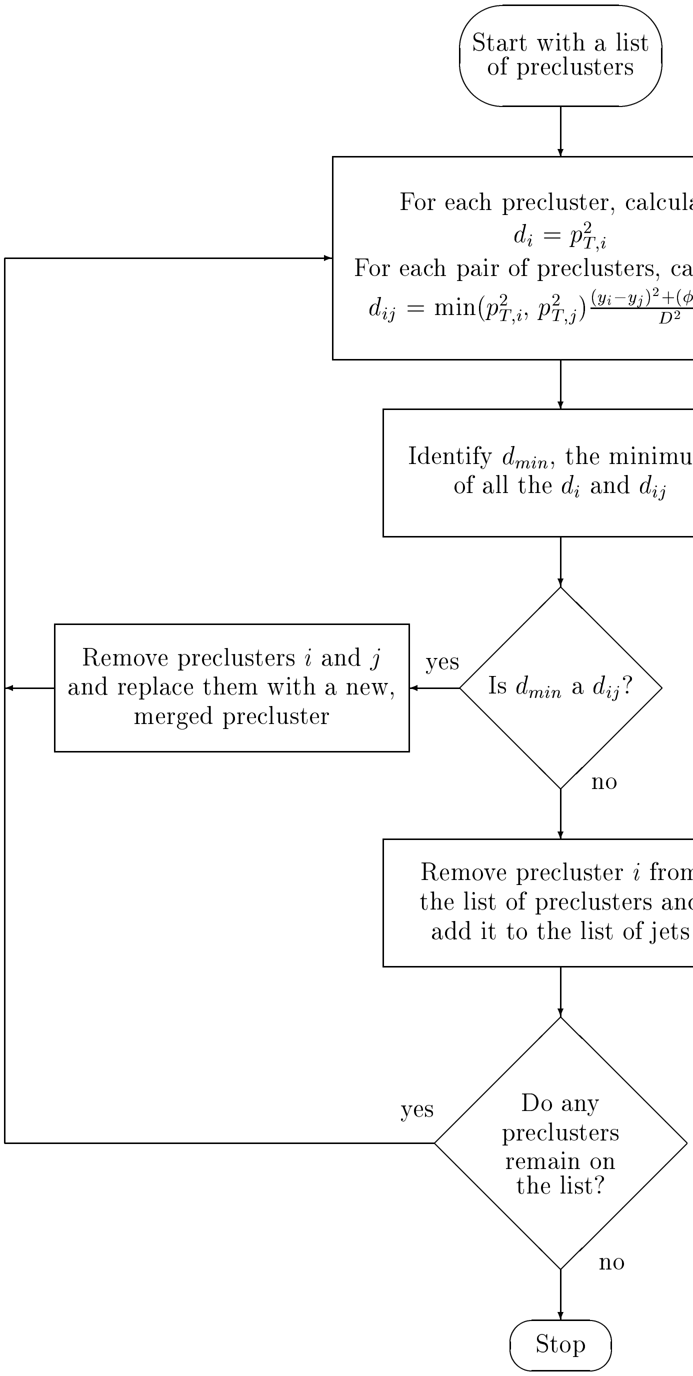


FIG. 1.13 – *Algorithme à la Ellis et Soper*

Pour chaque objet i (particule ou protojet), on calcule la distance transverse par rapport à l'axe du faisceau d_i et par rapport aux autres objets d_{ij}. Si la plus petite de toutes ces distances est de la forme d_{ij}, alors les particules i et j sont combinées. Si la plus petite distance est de la forme d_i, alors l'objet i est un jet, éventuellement associé au faisceau, et est retiré de la liste des objets.

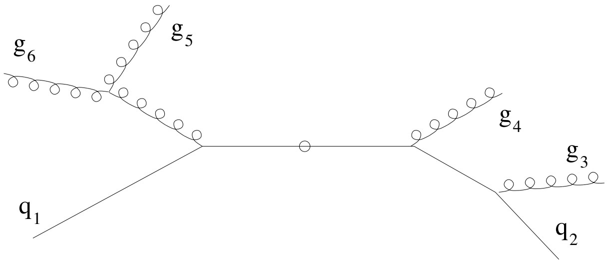


FIG. 1.14 – *Exemple de configuration pouvant mener à la formation de jets fantômes*
Dans cette configuration assez particulière, Durham aura tendance, si le gluon g_5 a l'énergie la plus basse, à associer celui-ci au gluon g_4, créant ainsi un jet fantôme. L'algorithme Cambridge commencera par associer g_4 avec g_3 puis avec q_2. La distance entre g_5 et le jet $g_4 - g_3 - q_2$ sera alors suffisante pour que g_5 préfère s'associer au gluon g_6.

peu utilisé en tant que tel puisqu'il est une transition entre Durham et Cambridge, proposé dans le même article.

L'algorithme de Cambridge [36], en plus de ranger les paires de particules en angle croissant, "gèle" certaines particules de basse énergie pour éviter des regroupements anormaux dans certains cas rares, comme celui de la figure 1.14 où le gluon g_5 risque d'être associé au gluon g_4 plutôt qu'à g_6. Pour cela, lorsque la paire i, j de plus petit angle v_{ij} est telle que $y_{ij} > y_{cut}$, alors la particule de plus basse énergie entre i et j est considérée comme un jet et est retirée de la liste des objets afin de ne pas attirer d'autres particules dans les itérations suivantes de l'algorithme. Le problème engendré par cette astuce est que la séquence de recombinaison peut être différente pour différents y_{cut} [40]. Il en va de même avec Durham-angulaire puisque l'ordre d'arrangement des particules dépend de la valeur de y_{cut}.

Si Durham reste le standard actuel, ses différentes variantes sont parfois préférées dans des situations particulières, notamment par les théoriciens. Au niveau expérimental, des études telles que celle de Moretti, Lönnblad et Sjöstrand [20] n'ont toutefois pas montré de grandes différences entre eux. Il reste cependant important d'utiliser les mêmes algorithmes aux niveaux théorique et expérimental lorsque l'on souhaite comparer les deux.

1.3.5 L'algorithme de Tkachov

Basé sur l'algèbre calorimétrique [41], l'algorithme de Tkachov, appelé "Optimal Jet Finder" (OJF) [42], est une généralisation du thrust à N demi-axes. Le nombre N, correspondant au nombre de jets, peut être libre ou fixé. Cet algorithme a été conçu plus dans l'optique d'extraire directement des valeurs telles que α_S ou M_W que dans celle de renverser l'hadronisation.

OJF présente plusieurs différences essentielles avec les autres algorithmes. Pour minimiser la perte d'information lorsque l'on passe de M particules à N jets (N < M), chaque particule i peut participer à zéro, un ou plusieurs jets j. On défini donc un poids p_{ij} représentant la fraction d'énergie de la particule i dans le jet j, même si l'on a constaté expérimentalement que, dans une très large majorité des cas, chaque particule n'est assignée qu'à un seul jet. La matrice N×M des poids p_{ij} n'est pas obtenue par un processus de type amas, mais par une minimisation globale de la matrice. Deux paramètres règlent cette minimisation : R, l'angle maximal d'ouverture du jet, et ω_{cut} qui contrôle la perte d'information. Cette technique est également supposée être aussi peu sensible que possible aux incertitudes liées au détecteur.

La jeunesse de cet algorithme, datant de 1998, mais peut-être surtout un manque de clarté dans l'énoncé de son fonctionnement ainsi que l'ensemble des nouveautés qu'il présente, font que cet algorithme est encore utilisé de manière assez marginale. Son implémentation, que nous avons testée, est toutefois assez aisée et sa vitesse d'exécution assez grande, ce qui en fera peut être un algorithme apprécié dans la prochaine génération de collisionneurs hadroniques.

Chapitre 2

La physique des réactions $\gamma\gamma \to$ *hadrons*

"Seules les investigations fermement enracinées dans la tradition scientifique contemporaine ont une chance de briser cette tradition et de donner naissance à une nouvelle."

Thomas S. Kuhn,
"La tension essentielle"

2.1 Importance des réactions $\gamma\gamma \to$ *hadrons*

Dans les collisioneurs e^+e^-, les électrons[1] émettent en permanence, par rayonnement de freinage, des photons. Ils se révèlent donc d'excellents collisionneurs de photons virtuels via le processus

$$e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma \to e^+e^-X.$$

La figure 2.1 montre l'importance de l'étude des collisions $\gamma\gamma$. Il s'agit tout d'abord, en dehors du pic du Z, du plus important processus de production de hadrons. C'est donc un excellent canal pour étudier la chromodynamique quantique. Il s'agit ensuite d'un bruit de fond important pour les autres canaux de physique. Sa connaissance précise est donc indispensable à l'étude de ceux-ci. Enfin, c'est le canal idéal pour étudier la nature du

1. Dans toute la suite, sauf mention contraire, le terme "électrons" désignera tant les électrons que les positrons.

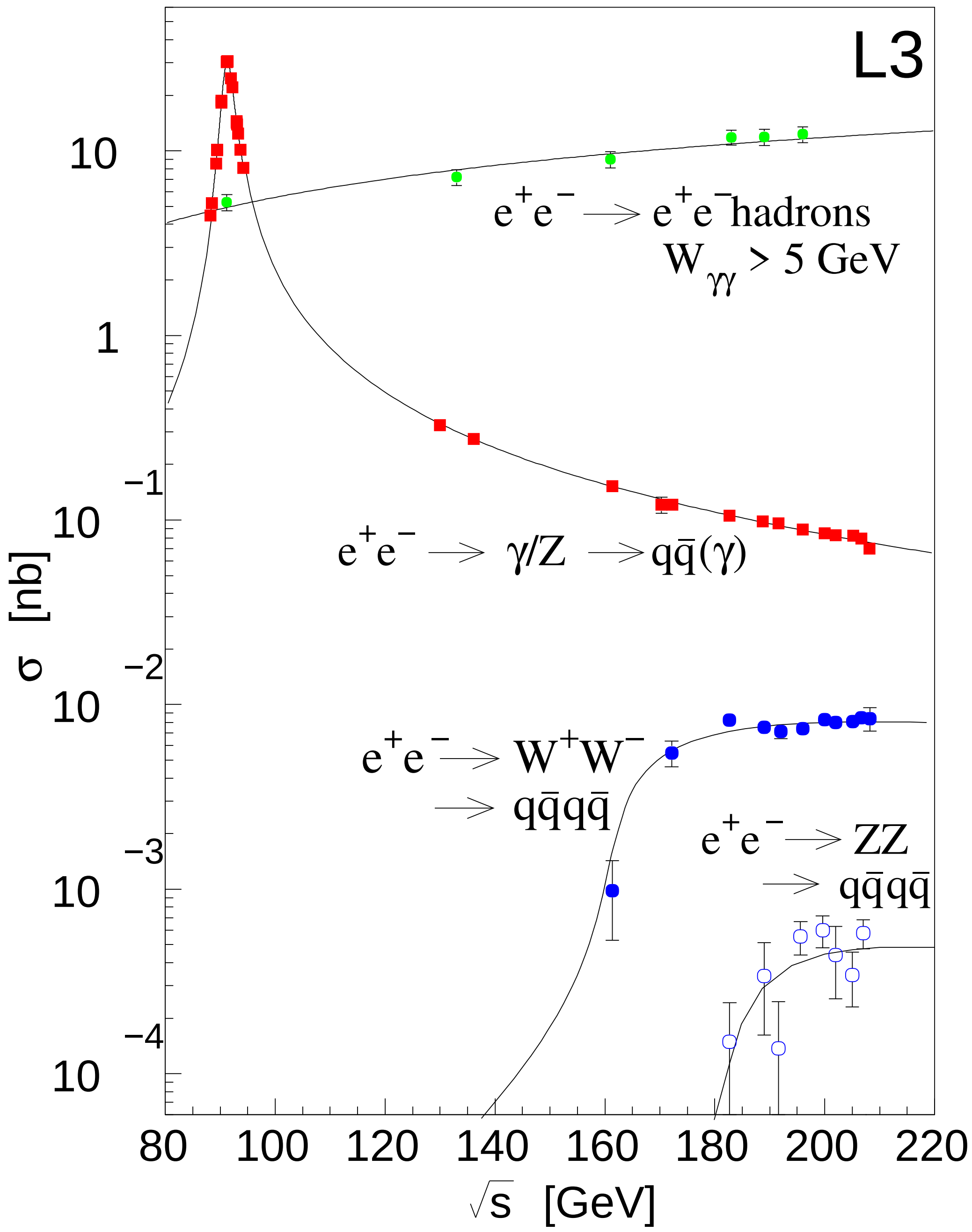


FIG. 2.1 – *Sections efficaces hadroniques au LEP*

Les différentes sections efficaces de production de hadrons sont données en fonction de l'énergie dans le centre de masse, $\sqrt{s}$. Les traits correspondent aux prédictions théoriques, tandis que les points correspondent aux mesures éffectuées à L3. L'accord entre les deux est très bon. A grande énergie, le processus $e^+e^- \to e^+e^-$hadrons domine les autres de plusieurs ordres de grandeur.

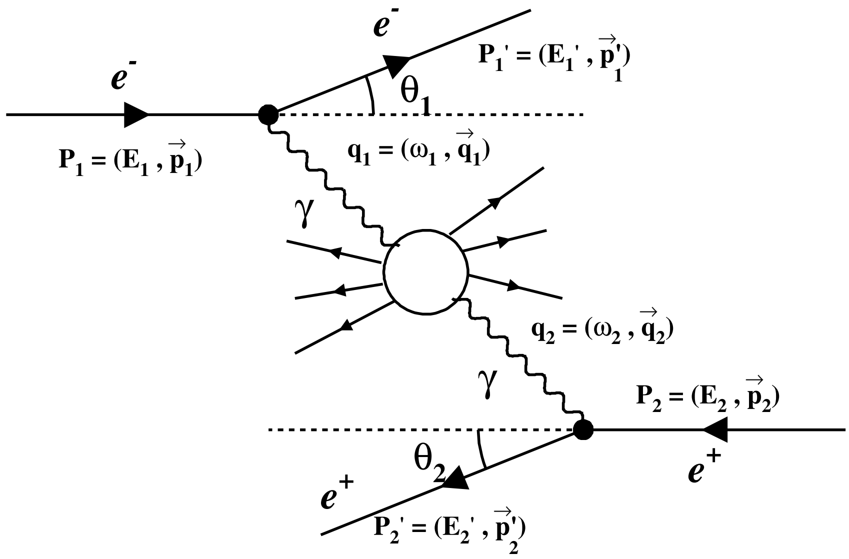


FIG. 2.2 – *Cinématique du processus* $e^+e^- \to e^+e^-X$

Les deux électrons émettent chacun un photon de virtualité q_i. Ceux-ci interagissent pour donner des hadrons, tandis que les électrons, déviés d'un angle θ, continuent leur course.

photon [43].

2.2 Cinématique et section efficace totale

La cinématique des réactions $e^+e^- \to e^+e^-X$, tant que l'on ne s'intéresse pas à celle des sous-produits de X, est entièrement déterminée par les quadri-impulsions des électrons initiaux et finaux. Seules sept variables, montrées sur la figure 2.2, sont nécessaires à la description du système $\gamma\gamma$ dans le cas de faisceaux non polarisés :

- L'énergie initiale des faisceaux, E_i ($i = 1, 2$ distingue l'électron du positron). En général $E_1 = E_2$.
- L'énergie finale des électrons, E'_i.
- L'angle de diffraction de chaque électron, θ_i.
- L'angle entre les deux plans de diffraction, ϕ.

La masse q et la virtualité Q de chaque photon sont reliées à l'angle de diffusion θ par la relation :

$$\begin{aligned} q_i^2 = -Q_i^2 &= (p_i - p_i')^2 = 2\,m_e^2 - 2E_iE_i'(1 - \sqrt{1-(m_e/E_i)^2}\sqrt{1-(m_e/E_i')^2}\ \cos\theta_i) \\ &\simeq -2E_iE_i'(1-\cos\theta_i). \end{aligned}$$

La masse totale du système $\gamma\gamma$ vaut :

$$W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1+q_2)^2 = (\Sigma_j E_j)^2 - (\Sigma_j \vec{p_j})^2,$$

où j parcourt l'ensemble des particules finales groupées dans X.

Les angles de déviations des électrons respectent le spectre de rayonnemement de freinage. Dans la plupart des cas, les électrons restent près du faisceau et ne quittent pas le tube à vide. Ils sont alors indétectés ou "non-taggés". Si l'un ou les deux électrons sont déviés à des angles suffisamment grands pour être détectés, on parle alors d'événements simplement ou doublement taggés (ou simple ou double tag).

Si, comme pour notre analyse, les électrons échappent à la détection, nous connaissons mal la cinématique de la collision. Nous savons cependant un certain nombre de choses. Tout d'abord l'absence de détection des électrons nous permet de poser une limite maximale à la virtualité des photons. Ensuite, l'impulsion transverse des photons est faible. Le système de hadrons issus de la collision $\gamma\gamma$ aura donc, en moyenne, une faible impulsion transverse. Par contre l'impulsion longitudinale des photons peut prendre de grandes valeurs et, surtout, n'a aucune raison d'être la même pour les deux photons. Le centre de masse $\gamma\gamma$ subit donc un boost de Lorentz le long de l'axe du faisceau. Les particules émises seront donc plus piquées vers l'avant ou l'arrière du détecteur que dans des annihilations e^+e^-. Les collisions de deux photons ont ainsi une géométrie plus proche des collisions de deux hadrons que des collisions électron-positron. La masse $W_{\gamma\gamma}$ n'est pas directement accessible. On peut, par contre, mesurer la masse de l'ensemble des particules visibles. On l'appellera masse visible W_{vis} et l'on sait que $W_{vis} \leq W_{\gamma\gamma}$.

Signalons encore que même lorsque les deux électrons sont détectés il faut, pour connaître la cinématique de la collision, connaître de manière précise l'énergie initiale des électrons. Or celle-ci peut être inférieure à l'énergie du faisceau pour peu que les électrons aient émis des photons réels avant la collision (radiation de l'état initial, ISR).

Le calcul complet de la section efficace $e^+e^- \to e^+e^-X$ peut se trouver par exemple dans l'article [44]. Exposons-en les principales étapes.

Si l'on note p_i les quadri-impulsions des électrons avant l'émission des photons et p'_i les impulsions après émission, d'après les règles de Feynman, l'élément de matrice pour le processus $e^+e^- \to e^+e^-X$ vaut :

$$\mathcal{M}_{e^+e^-\to e^+e^-X} = \frac{e^2}{q_1^2 q_2^2}\bar{u}(p'_1)\gamma_\mu u(p_1) M^{\mu\nu}\bar{v}(p'_2)\gamma_\nu v(p_2)$$

où $u(p)$ et $v(p)$ sont les spineurs de Dirac pour les électrons et les positrons, et le tenseur $M^{\mu\nu}$ est l'élément de matrice de la réaction $\gamma\gamma \to X$.

Soient $q_i = (\omega_i,\vec{q_i})$ les quadri-impulsions des photons. La section efficace différentielle s'exprime alors comme :

$$d\sigma_{e^+e^-\to e^+e^-X} = \sum |\mathcal{M}|^2(\pi)^4 \frac{\delta^4(q_1+q_2-k)}{4\sqrt{X_{ee}}}\frac{d^3\vec{p'_1}}{(2\pi)^3 2E'_1}\frac{d^3\vec{p'_2}}{(2\pi)^3 2E'_2}d\Gamma.$$

La somme est faite sur tous les états de spin des électrons sortants et est moyennée sur les spins des électrons entrants. Le flux de particules initiales $\sqrt{X_{ee}}$ est donné par $X_{ee} = (p_1p_2)^2 - m_1^2m_2^2$. L'espace de phase de l'état final X, constitué de j particules de quadri-impulsion $(E"_j,\vec{k_j})$ est

$$d\Gamma = \sum_{tous\, les\, spins}\prod_j \frac{d^3\vec{k_j}}{(2\pi)^3 2E"_j}.$$

La somme, avec les règles sur les spins énoncées ci-dessus, donne pour chaque photon une matrice de densité égale à

$$\begin{aligned}\rho_i^{\mu\nu} &= \frac{1}{2(-q_i^2)}\sum_{s,s'}[\bar{u}(p'_i)\gamma^\mu u(p_i)][\bar{u}(p'_i)\gamma^\nu u(p_i)] \\ &= \frac{1}{2(-q_i^2)}[q_i^2 g^{\mu\nu} + 2(p_i^\mu p'^\nu_i + p_i^\nu p'^\mu_i)].\end{aligned}$$

En prenant en compte les conservations de courant et de moment angulaire et l'invariance par renversement du temps et de la parité, seuls six termes indépendants vont participer à la section efficace pour des faisceaux non polarisés : les quatre sections efficaces σ_{TT}, σ_{TL}, σ_{LT}, σ_{LL}, et deux termes d'interférence τ_{TT}, τ_{TL}, où T représente les photons transverses (d'hélicité ± 1) et L les photons longitudinaux ou scalaires (d'hélicité 0). Ces six termes s'expriment en fonction de q_i^2 et $W_{\gamma\gamma}$. La section efficace s'écrit alors

$$\begin{aligned}d\sigma_{e^+e^-\to e^+e^-X} &= \frac{\alpha^2}{16\pi^4 q_1^2 q_2^2}\sqrt{\frac{X}{X_{ee}}}\frac{d^3\vec{p'_1}}{(2\pi)^3 2E'_1}\frac{d^3\vec{p'_2}}{(2\pi)^3 2E'_2} \\ &\Big(4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{TL} + 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{LT} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{LL} \\ &+2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{TT}\cos(2\phi') - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{TL}\cos(\phi')\Big)\end{aligned}$$

où facteur de flux des photons $\sqrt{X}$ vaut $X = (q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2$ et ϕ' est l'angle entre les deux plans de diffraction dans le centre de masse $\gamma\gamma$. Si l'on intègre cette expression sur ϕ', les termes d'interférences disparaissent. Si l'on regroupe tous les termes devant la parenthèse dans la fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{ij}$ $(i,j = T,L)$, on obtient alors

$$d\sigma_{e^+e^- \to e^+e^- X} = \sum_{i,j=T,L} \frac{d^5 \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{ij}}{d\omega_1 d\omega_2 d\theta_1 d\theta_2 d\phi} \sigma_{ij} \tag{2.1}$$

Pour des photons quasi-réels, $Q_i \to 0$, les sections efficaces tendent vers

$$\sigma_{TT}(W^2,Q_1^2,Q_2^2) \to \sigma_{\gamma\gamma}(W^2),\ \sigma_{TL} \propto Q_2^2 \to 0,\ \sigma_{LT} \propto Q_1^2 \to 0,\ \sigma_{LL} \propto Q_1^2 Q_2^2 \to 0.$$

La section efficace totale est donc dominée par les photons transverses.

2.3 Sections efficaces différentielles

Le calcul des singularités en QCD perturbative est simplifié si le quadri-moment des particules est exprimé en coordonnées du plan nul [45] : $p^\mu = (p^+,p^-,p^1,p^2)$ où $p^\pm = (p^0 \pm p^3)/\sqrt{2}$. Dans les collisions où le repère du centre de masse et le repère du laboratoire sont distincts, telles les collisions impliquant un parton issu d'un hadron ou un photon issu d'un électron, il est intéressant de pouvoir décrire ces composantes en termes de variables se transformant de manière simple lorsqu'un boost de Lorentz a lieu le long de l'axe z. Il existe quatre variables simples possédant cette propriété : l'impulsion transverse $\vec{p_T} = (p^1,p^2)$, la masse M de la particule et sa rapidité $y = \frac{1}{2} ln(\frac{p^+}{p^-})$. En effet, p^μ se décompose alors comme $p^\mu = (e^y \sqrt{(p_T^2 + M^2)/2}, e^{-y} \sqrt{(p_T^2 + M^2)/2}, \vec{p_T})$. Un boost de Lorentz suivant l'axe z transforme ces varibles comme : $p^+ \to e^\omega p^+$, $p^- \to e^{-\omega} p^-$, $p_T \to p_T$ et $y \to y + \omega$.

Dans notre analyse, nous utiliserons la pseudorapidité $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ où θ est l'angle que fait la particule avec l'axe du faisceau qui est plus facile à mesurer expérimentalement. On peut montrer que $\sinh \eta = \sqrt{1 + M^2/p_T^2} \sinh y$. Pour une particule légère, η est donc une bonne approximation de y.

Les réactions que nous étudions sont symétriques par rapport à l'axe z et symétriques par rapport au plan perpendiculaire à l'axe z passant par le point d'interaction des faisceau. De l'impulsion transverse $\vec{p_T}$ et de la pseudorapidité, nous ne serons donc intéressés que par la norme p_T et la valeur absolue $|\eta|$.

Les sections efficaces différentielles mesurées seront ainsi $d\sigma/dp_T$ et $d\sigma/d|\eta|$.

2.4 De $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$*hadrons* à $\gamma\gamma \rightarrow$ *hadrons*

Le calcul de la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ est considérablement simplifié par l'utilisation de la formule de Weizsäcker-Williams, appelée Approximation du Photon Equivalent (ou EPA pour "Equivalent Photon Approximation"). Pour cela, la conservation du courant et la faible virtualité du photon sont utilisées pour factoriser la section efficace e^+e^- en deux spectres de photons et une section efficace $\gamma\gamma \rightarrow X$ [44, 46].

En 1924, E. Fermi mit à jour l'équivalence entre la perturbation sur des atomes distants provoquée par un champ créé par une particule chargée en mouvement et celle provoquée par une radiation électromagnétique [47]. Son traitement semi-classique fut étendu à l'électrodynamique de plus hautes énergies par Weizsäcker [48] et Williams [49] entre 1933 et 1935. Tous deux utilisèrent, de manière indépendante, l'analyse de Fourier pour révéler la prédominance de la composante transverse sur la composante longitudinale des photons émis par des particules chargées relativistes. Dans les années 1950, Curtis [50] d'un coté et Dalitz et Yennie [51] de l'autre firent les premières dérivations de l'approximation basées sur la théorie des champs et l'appliquèrent à la production de mésons dans les collisions électron-nucléon. Chen et Zerwas [52] utilisèrent les techniques de moments infinis pour étendre le modèle au rayonnement de freinage, appelé bremsstrahlung, et aux processus de division du photon. Une revue des différentes approximations peut-être trouvée dans l'article [53]. Schuler [54] y a apporté quelques modifications pour son application à la physique $\gamma\gamma$. Il a eu l'amabilité de nous fournir son programme de calcul.

La section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ se décompose ainsi comme

$$d\sigma_{e^+e^-\rightarrow e^+e^-X} = \int_0^1 \int_0^1 dx_a dx_b f_{\gamma/e}(x_a) f_{\gamma/e}(x_b) d\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow X}.$$

Le spectre de photons ayant une fraction x_a de l'énergie des électrons du faisceau est :

$$f_{\gamma/e}(x_a) = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+(1-x_a)^2}{x_a}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - 2m_e^2 x_a\left(\frac{1}{Q^2_{min}} - \frac{1}{Q^2_{max}}\right)\right) \tag{2.2}$$

où α est la constante de couplage électromagnétique et m_e la masse de l'électron. Q^2_{max} est déterminé par l'expérience tandis que, cinématiquement, la plus petite valeur possible pour Q^2_{min} est

$$Q^2_{min} = \frac{m_e^2 x_a^2}{1-x_a}.$$

Rappelons que plusieurs approximations sont en œuvre dans ce calcul. Tout d'abord, on ne considère l'émission que d'un seul photon par électron, l'émission de deux photons étant plus basse d'un facteur α. Pour ce photon, nous ne prenons pas en compte d'interférence électrofaible avec le boson Z^0, qui interviendrait avec un facteur $1/m_{Z^0}$, très faible étant donné la masse du Z^0. Ensuite, la dépendance en Q^2 de σ_{TT}, la section efficace pour des photons transverses, est négligée. Pour les sections efficaces hadroniques, Q^2_{max} est alors limité à la masse au carrée du méson ρ, m^2_ρ, ce qui introduit une incertitude de l'ordre de Q^2/m^2_ρ et rend le calcul inadéquat pour des photons hautement virtuels $Q^2 > m^2_\rho$. De plus, le calcul ne prend pas en compte les photons scalaires, conduisant à une incertitude également limitée à Q^2/m^2_ρ qui n'est plus négligeable à grands Q^2. Enfin, la cinématique n'est pas traitée exactement : on suppose dans tout le calcul que $Q^2_a \ll W^2_{\gamma\gamma}$, amenant une incertitude supplémentaire de l'ordre de $Q^2/W^2_{\gamma\gamma}$. Cette dernière approximation rend impossible l'application de l'équation 2.2 à des petites valeurs de $W_{\gamma\gamma}$. Typiquement, les générateurs Monte Carlo que nous utiliserons ne produisent des réactions $\gamma\gamma$ que pour des valeurs de $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV.

Notons, pour finir, que le rayonnement de freinage des électrons (bremsstrahlung) n'est pas la seule source de photons quasi-réels dans les accélérateurs e^+e^-. En effet, les particules d'un paquet d'électron ou d'anti-électrons subissent une accélération rapide lorsqu'elles rentrent dans le champ électromagnétique du paquet de charge opposée et produisent ainsi un rayonnement appelé beamstrahlung, très dépendant des paramètres de l'accélérateur.

2.5 Les processus $\gamma\gamma \to$ *hadrons*

Cette section est basée sur l'article de Klasen, Kleinwort et Kramer [55] et sur celui de Klasen [56]. Les calculs de premier et de second ordre y sont faits avec $d = 4 - 2\varepsilon$ dimensions, ce qui permet de régulariser les singularités au second ordre. Si l'on ne s'intéresse qu'au premier ordre, il est toujours possible de poser $\varepsilon = 0$.

2.5.1 Le modèle à dominance de mésons vecteurs (VDM)

Les premières expériences de photoproduction sur des cible nucléaires ont montré d'étranges ressemblances avec les collisions purement hadroniques. L'importante production de mésons vecteurs, et plus particulièrement de ρ, a notamment incité Stodolsky [57] à postuler une analogie entre le courant électromagnétique vecteur et l'opérateur de champ ρ, et une relation entre les sections efficaces diffractive γp et élastique ρp [58]. Cette

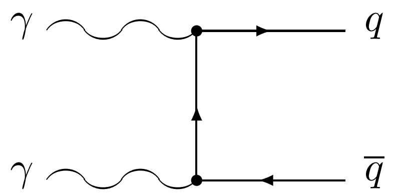


FIG. 2.3 – *Diagramme de Born pour le processus direct*

analogie a mené au modèle à dominance de mésons vecteurs (VDM) où le photon est vu comme une superposition de mésons ρ, ω et ϕ avec une petite, voire négligeable, contribution directe [59, 60] (voir section suivante). Dans le modèle à dominance généralisée de mésons vecteurs (GVDM) [61], tous les mésons qui ont les mêmes nombres quantiques que le photon ($J^{PC} = 1^{--}$, $Q = B = S = 0$), y compris le J/Ψ sont inclus dans la fonction de structure du photon.

L'avènement de la QCD a profondément changé l'image que nous avons du photon. Les modèles de type VDM restent toutefois très utilisés pour l'étude des processus mous [62] où les calculs de QCD perturbative ont des marges d'incertitude trop élevées.

2.5.2 L'interaction directe et les processus résolus

Dans les processus durs, le photon peut intéragir comme une particule ponctuelle et se coupler à un quark de manière purement électromagnétique. Le photon est alors dit "direct". Lorsque les deux photons sont directs, on a alors le processus direct dont le diagramme de Born est montré sur la figure 2.3. L'élément de matrice correspondant est

$$|\mathcal{M}|^2_{\gamma\gamma\to q\bar{q}}(s,t,u) = e^4 e_q^4 \mu^{4\varepsilon} T_{\gamma\gamma\to q\bar{q}}(s,t,u)$$

où s, t, et u sont les variables de Mandelstam définies dans le chapitre 1.2.4. L'échelle de renormalisation μ assure que les couplages sont sans dimensions. Les constantes e et e_q désignent la charge électrique de l'électron et du quark. Si N_C désigne le nombre de couleurs, alors

$$T_{\gamma\gamma\to q\bar{q}}(s,t,u) = 8N_C(1-\varepsilon)\left[(1-\varepsilon)\left(\frac{u}{t}+\frac{t}{u}\right)-2\varepsilon\right].$$

Mais un photon peut également fluctuer en une paire quark-antiquark, qui elle-même peut produire des gluons ou d'autres quarks. On dit alors que le photon est résolu. Selon

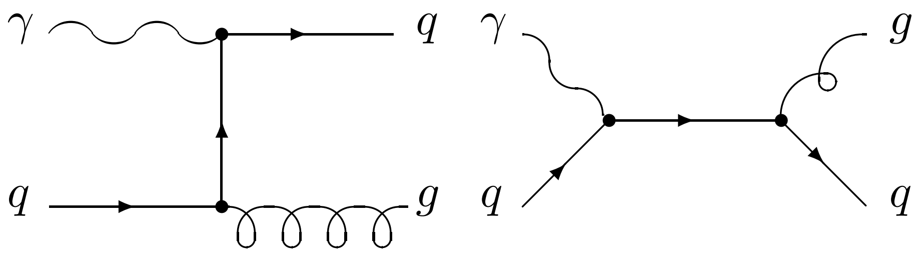


FIG. 2.4 – *Diagrammes de Born pour le processus simplement résolu* $\gamma q \rightarrow gq$
L'émission d'un gluon dur peut se produire "avant" (à gauche) ou après (à droite) l'interaction γq.

qu'un ou deux photons interagissent via leur contenu partonique, on parle de processus simplement ou doublement résolus. Les diagrammes de Born pour quelques-uns de ces processus sont montrés dans les figures 2.4 et 2.5.

Pour le processus simplement résolu, considérons le processus $\gamma q \rightarrow gq$. Au premier ordre, contrairement au processus de diffusion inélastique profonde, il y a toujours production d'un gluon dur pour contrebalancer l'impulsion transverse du quark diffusé. Celle-ci peut avoir lieu dans l'état initial ou final, les deux cas étant montrés sur la figure 2.4. Ces deux diagrammes doivent être additionnés pour calculer l'élément de matrice correspondant

$$|\mathcal{M}|^2_{\gamma q \rightarrow gq}(s,t,u) = e^2 e_q^2 g^2 \mu^{4\varepsilon} T_{\gamma q \rightarrow gq}(s,t,u)$$

avec g la constante de couplage fort, C_F le facteur de couleur et

$$T_{\gamma q \rightarrow gq}(s,t,u) = 8 N_C C_F (1-\varepsilon) \left[(1-\varepsilon) \left(-\frac{u}{s} + \frac{s}{u} \right) + 2\varepsilon \right].$$

Notons que le terme d'interférence des deux diagrammes n'est pas pris en compte ici car il est proportionnel à $Q^2 \simeq 0$.

Deux autres processus sont évidemment à prendre en compte : la diffusion d'un antiquark à la place d'un quark $\gamma \bar{q} \rightarrow g \bar{q}$ et la fusion photon-gluon $\gamma g \rightarrow q \bar{q}$ qui ne sont pas représentés sur la figure 2.4. Pour le premier, il suffit d'inverser les variables s et u pour trouver l'élément de matrice. Pour le second, le diagramme de Feynman serait identique à celui de la figure 2.4a avec une inversion de la ligne $q \rightarrow g$. L'élément de matrice sera obtenu en inversant les variables s et t et en multipliant par un facteur (-1). Les différents éléments de matrice sont résumés dans le tableau 2.1.

On remarquera au passage que l'élément de matrice du processus direct peut être

Processus	Elément de matrice $\overline{|\mathcal{M}|^2}$
$\gamma q \to gq$	$[|\mathcal{M}|^2_{\gamma q \to gq}(s,t,u)]/[4N_C]$
$\gamma \bar{q} \to g\bar{q}$	$[|\mathcal{M}|^2_{\gamma q \to gq}(u,t,s)]/[4N_C]$
$\gamma g \to q\bar{q}$	$-[|\mathcal{M}|^2_{\gamma q \to gq}(t,s,u)]/[8(1-\varepsilon)N_C C_F]$

TAB. 2.1 – *Résumé des éléments de matrice* $2 \to 2$ *pour le processus simplement résolu.*

déduit de celui processus $\gamma g \to q\bar{q}$ en remplaçant le couplage g^2 par $e^2 e_q^2$ et en posant $C_F = 1$.

Pour les processus doublement résolus, quatre types d'intéractions sont à prendre en compte : $qq' \to qq'$, $qq \to qq$, $q\bar{q} \to gg$ et $gg \to gg$. Le premier processus, la diffusion de deux quarks non identiques, fut calculé pour la première fois en 1978 par Cutler et Sivers [63], les autres par Combridge *et al.* la même année [64].

Sur la figure 2.5a on voit que, pour le processus $qq' \to qq'$, la seule contribution à prendre en compte est l'échange d'un gluon entre les deux quarks dans la voie t. L'élément de matrice carré vaut

$$|\mathcal{M}|^2_{qq' \to qq'}(s,t,u) = g^4 \mu^{4\varepsilon} T_{qq' \to qq'}(s,t,u) \tag{2.3}$$

où

$$T_{qq' \to qq'}(s,t,u) = 4N_C C_F \left[\frac{s^2+u^2}{t^2} - \varepsilon\right].$$

Pour des quarks de même saveur, $qq \to qq$, il est nécessaire de rajouter le second diagramme de la figure 2.5b. Au terme précédent, il convient donc d'ajouter le terme d'interférence

$$T_{qq \to qq}(s,t,u) = -8C_F(1-\varepsilon)\left[\frac{s^2}{ut} + \varepsilon\right].$$

Des gluons dans l'état final sont aussi indistinguables et peuvent en plus se coupler entre eux, comme montré dans la figure 2.5c. L'élément de matrice pour le processus $q\bar{q} \to gg$ est ainsi

$$T_{q\bar{q} \to gg}(s,t,u) = 4C_F(1-\varepsilon)\left[\frac{2N_C C_F}{ut} - \frac{2N_C^2}{s^2}\right](t^2+u^2-\varepsilon s^2).$$

Pour le processus $gg \to gg$, les diagrammes de la figure 2.5d donnent

$$T_{gg \to gg}(s,t,u) = 32N_C^3 C_F(1-\varepsilon)^2\left[3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2}\right].$$

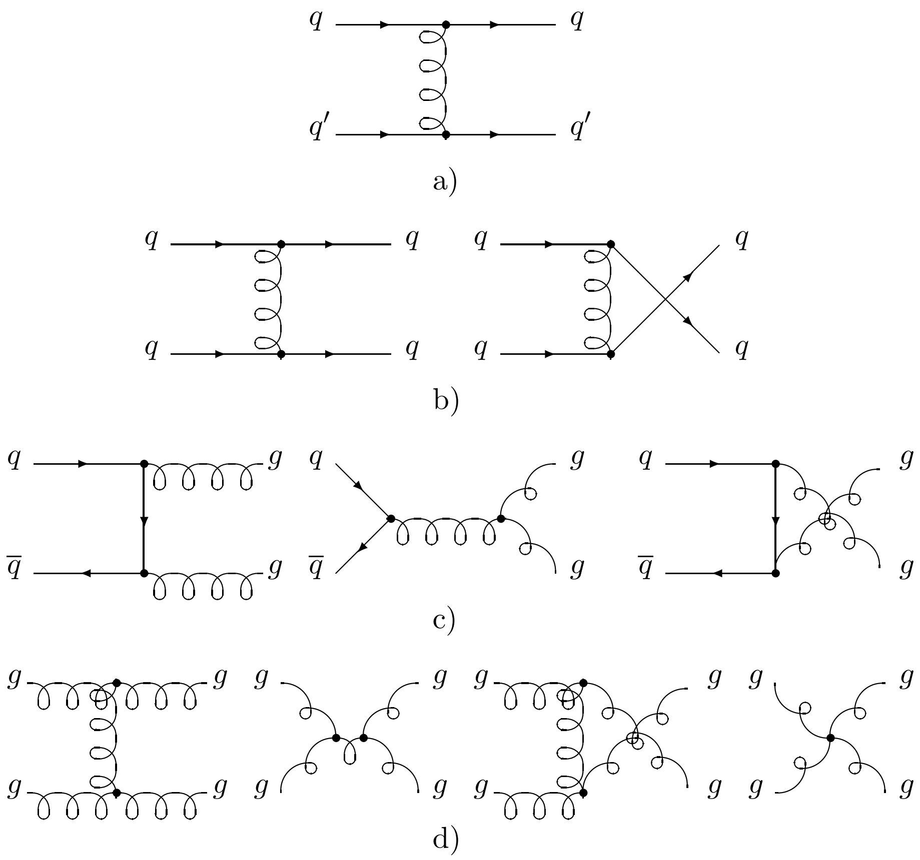


FIG. 2.5 – *Diagrammes de Born pour le processus doublement résolu*

Dans le cas a), les deux quarks finaux sont différents, tandis que dans le cas b) ils sont identiques. Les cas c) et d) donnent les différents diagrammes pour la production de deux gluons à partir d'une paire quark-antiquark ou de deux gluons.

Comme précédemment, tous les autres diagrammes peuvent être obtenus simplement à partir de ceux-ci en remplaçant des quarks par des antiquarks et en inversant des interactions quark-gluon. La table 2.2 résume les différentes contributions possibles.

Processus	Elément de matrice $\overline{\|\mathcal{M}\|^2}$
$qq' \to qq'$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(s,t,u)]/[4N_C^2]$
$q\bar{q}' \to q\bar{q}'$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(u,t,s)]/[4N_C^2]$
$q\bar{q} \to q'\bar{q}'$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(t,s,u)]/[4N_C^2]$
$qq \to qq$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(s,t,u) + \|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(s,u,t) + \|\mathcal{M}\|^2_{qq\to qq}(s,t,u)]/[4N_C^2]/2!$
$q\bar{q} \to q\bar{q}$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(u,t,s) + \|\mathcal{M}\|^2_{qq'\to qq'}(u,s,t) + \|\mathcal{M}\|^2_{qq\to qq}(u,t,s)]/[4N_C^2]$
$q\bar{q} \to gg$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{q\bar{q}\to gg}(s,t,u)]/[4N_C^2]/2!$
$qg \to qg$	$-[\|\mathcal{M}\|^2_{q\bar{q}\to gg}(t,s,u)]/[8(1-\varepsilon)N_C^2C_F]$
$\bar{q}g \to \bar{q}g$	$-[\|\mathcal{M}\|^2_{q\bar{q}\to gg}(t,u,s)]/[8(1-\varepsilon)N_C^2C_F]$
$gg \to q\bar{q}$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{q\bar{q}\to gg}(s,t,u)]/[16(1-\varepsilon)^2N_C^2C_F^2]$
$gg \to gg$	$[\|\mathcal{M}\|^2_{gg\to gg}(s,t,u)]/[16(1-\varepsilon)^2N_C^2C_F^2]/2!$

TAB. 2.2 – *Résumé des éléments de matrice* $2 \to 2$ *pour le processus doublement résolu.*

Tous les calculs précédents sont faits au premier ordre de la QCD. Les corrections de premier ordre pour les sections efficaces ont été calculées par Aurenche *et al.* [65] pour les processus direct et simplement résolu. Ces calculs ont été confirmés par L. Gordon plus récemment [66]. Les corrections de premier ordre pour la section efficace du processus doublement résolu ont été calculées par Aversa *et al.* [67]. Les calculs complets au deuxième ordre furent réalisés par Klasen, Kleinwort et Kramer en 1997 [55]. Ces calculs doivent prendre en compte les corrections virtuelles et réelles. Les premières sont montrées dans la figure 2.6 pour le processus simplement résolu. Pour le même processus, les corrections réelles (qui impliquent un parton de plus dans l'état final) sont montrées sur la figure 2.7.

Il est important aussi de remarquer, dans le cas des processus résolus, la présence d'un jet rémanent (appelé “remanant jet” ou “underlying event” en anglais). Lorsqu'un photon se scinde en une paire $q\bar{q}$, nous n'avons considéré précédemment que l'intéraction de l'un des deux quarks ou d'un gluon émis par l'un d'entre eux. Mais il est évident que les autres partons du photon vont s'hadroniser et donner naissance à une gerbe de particules. Ce jet rémanent est généralement orienté comme le photon, c'est-à-dire très proche de l'axe du faisceau et augmente donc l'activité du détecteur à très bas angle. De plus, les particules produites dans ce jet sont, en moyenne, très molles. Elles ont donc une très basse impulsion transverse.

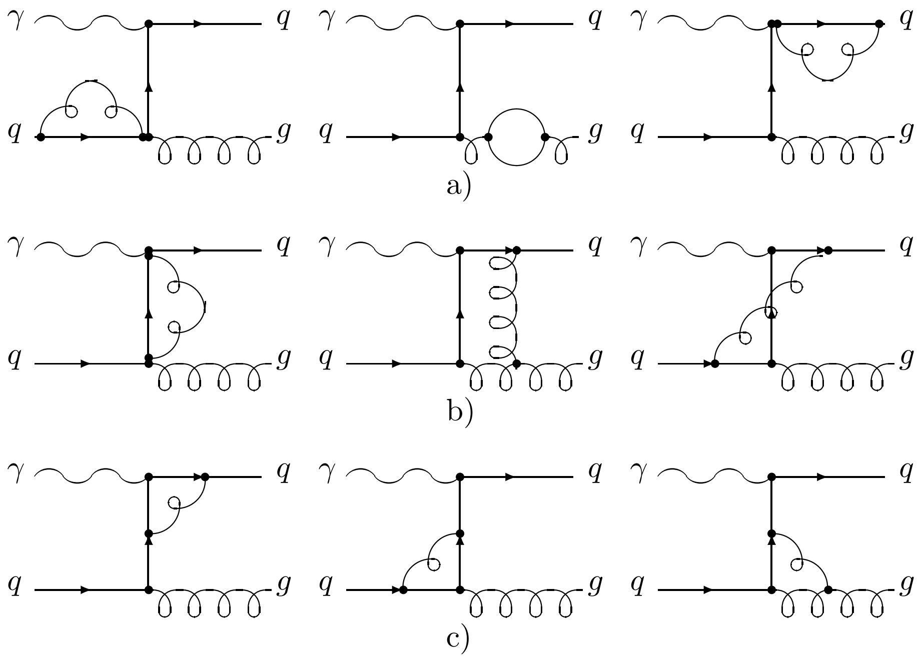


FIG. 2.6 – *Corrections virtuelles pour le processus simplement résolu $\gamma q \to gq$*

Pour le premier diagramme de la figure 2.4, l'ensemble des corrections virtuelles représentées ci-dessus doivent être prises en compte au deuxième ordre. Le cas a) présente les corrections d'énergie propre. Le cercle dans le deuxième diagramme représente une boucle de quark, de gluon ou de fantôme. Le cas b) présente les différents diagrammes de boite. Le cas c) les corrections de vertex.

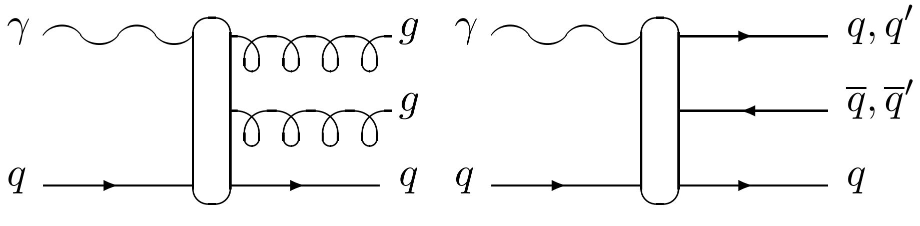


FIG. 2.7 – *Corrections réelles pour le processus simplement résolu $\gamma q \to gq$*

Les réactions 2→3 pour le processus simplement résolu sont dues à l'émission d'un gluon réel ou à la séparation d'un gluon en une paire quark-antiquark.

Tous les physiciens n'emploient pas toujours les mêmes termes pour désigner les mêmes phénomènes. Signalons donc que le terme "quark parton model" ou QPM est parfois utilisé à la place de "processus direct", et qu'"anomal" remplace parfois "processus résolu" qui désigne alors à la fois la contribution "anomale" et VDM.

2.6 Les modèles théoriques

2.6.1 La production inclusive de hadrons : B.A. Kniehl *et al.*

L'un des modèles théoriques avec lequel nous comparerons nos données est celui de Binnewies, Kniehl et Kramer, exposé dans l'article [68]. Pour ces prédictions, le flux de photons quasi réels est calculé par l'Approximation du Photon Equivalent décrite précédemment (équation 2.2). Cette approximation permet de passer de la réaction :

$$e^+(p_1) + e^-(p_2) \rightarrow e^+(p_1') + e^-(p_2') + h(p_h) + X$$

où h est le hadron observé, X inclus tous les hadrons non-observés et les p désignent les quadrivecteurs impulsion, à la réaction :

$$\gamma(p_1^\gamma) + \gamma(p_2^\gamma) \rightarrow h(p_h) + X. \tag{2.4}$$

Pour cela, les composantes longitudinale et transverse du photon émis par l'électron sont découplées. Les fonctions de spectre du photon $F_{\gamma_i/e}(x_i,k_{T\,i})$ $(i = 1,\ 2)$ où les x_i sont les fractions longitudinales de l'impulsion $x_i = E_i^\gamma/E_i$ $(i = 1,\ 2)$ et les $k_{T\,i}$ les impulsions transverses des photons, se décompose donc en une composante transverse et une composante longitudinale. La composante transverse est intégrée séparément en prenant en compte les contraintes expérimentales. Le spectre d'émission des photons dépend donc des x_i :

$$\begin{aligned} E_h \frac{d^3\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- h + X)}{d^3p_h} &= \int_{x_1^{min}}^1 dx_1 \int_{x_2^{min}}^1 dx_2 F_{\gamma_1/e^+}(x_1) F_{\gamma_2/e^-}(x_2) \\ &\quad \times E_h \frac{d^3\sigma(\gamma_1\gamma_2 \rightarrow h + X)}{d^3p_h} \end{aligned}$$

Les bornes d'intégration inférieures $x_{1,2}^{min}$ doivent être plus petites que $W_{\gamma\gamma}/\sqrt{s}$.

Dans le modèle des partons en QCD améliorée, la section efficace de la réaction 2.4 est la convolution de la section efficace de diffusion parton-parton, où un ou les deux partons peuvent être des photons, et des fonctions de fragmentation (FF) et de densité du parton (PDF) :

$$
\begin{aligned}
E_h \frac{d^3\sigma(\gamma_1\gamma_2 \to h + X)}{d^3p_h} &= \int \frac{dx_h}{x_h^2} \sum_c D_{h/c}(x_h, M_h^2) && (2.5)\\
&\left[p_c^0 \frac{d^3\sigma(\gamma_1\gamma_2 \to c + X)}{d^3p_c} \right. && (2.6)\\
&+ \sum_a \int dx_a F_{a/\gamma}(x_a, M_\gamma^2) p_c^0 \frac{d^3\sigma(a\gamma_2 \to c + X)}{d^3p_c} && (2.7)\\
&+ \sum_b \int dx_b F_{b/\gamma}(x_b, M_\gamma^2) p_c^0 \frac{d^3\sigma(\gamma_1 b \to c + X)}{d^3p_c} && (2.8)\\
&+ \sum_{a,b} \int dx_a F_{a/\gamma}(x_a, M_\gamma^2) \int dx_b F_{b/\gamma}(x_b, M_\gamma^2)\\
&\left. \times p_c^0 \frac{d^3\sigma(ab \to c + X)}{d^3p_c} \right] && (2.9)
\end{aligned}
$$

Les indices des partons a, b, c désignent les N_f quarks les plus légers et le gluon. Leur impulsion valent $k_a = x_a p_1^\gamma$, $k_b = x_b p_2^\gamma$ et $k_c = p_h/x_h$. $F_{a/\gamma}(x_a, M_\gamma^2)$ est la fonction de densité du parton a dans le photon, $D_{h/c}(x_h, M_h^2)$ est la fonction de fragmentation du parton c en h, où M_γ et M_h sont les échelles de factorisation et de fragmentation.

On reconnait tout d'abord, dans 2.5, la fragmentation du parton en hadron, puis, en 2.6, le processus direct, en 2.7-2.8, le processus simplement résolu où l'un ou l'autre des photons fluctue en parton et enfin, en 2.9, le processus doublement résolu. Les calculs des sections efficaces de ces processus incluent les corrections au premier ordre en prenant en considération toutes les réactions élémentaires $2 \to 2$ et $2 \to 3$ possibles.

Les prédictions de sections efficaces différentielles $d\sigma/dp_T$ et $d\sigma/d|\eta|$ pour la production de hadrons chargés dans les événements double-tag sont montrées sur la figure 2.8. Elles sont calculées pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 175$ GeV. Les contributions des processus direct (DD), simplement résolu (DR) et doublement résolu (DD) y sont ajoutées. On remarquera qu'à grand p_T le processus direct est dominant.

B.A. Kniehl a eu l'amabilité de faire ces calculs avec nos contraintes expérimentales en énergie dans le centre de masse, virtualité du photon et masse du système $\gamma\gamma$. Pour cela, il utilise les PDF avec correction au premier ordre d'Aurenche *et al.* [69] et les FF avec correction au premier ordre qu'il a récemment publiées [70]. Pour les π^0, la fonction de fragmentation est $\mathrm{FF}(\pi^0) = 1/2\ (\mathrm{FF}(\pi^+) + \mathrm{FF}(\pi^-))$. Les fonctions de fragmentation calculées par Kniehl, Kramer et Pötter utilisent les processus d'annihilation $e^+e^- \to$

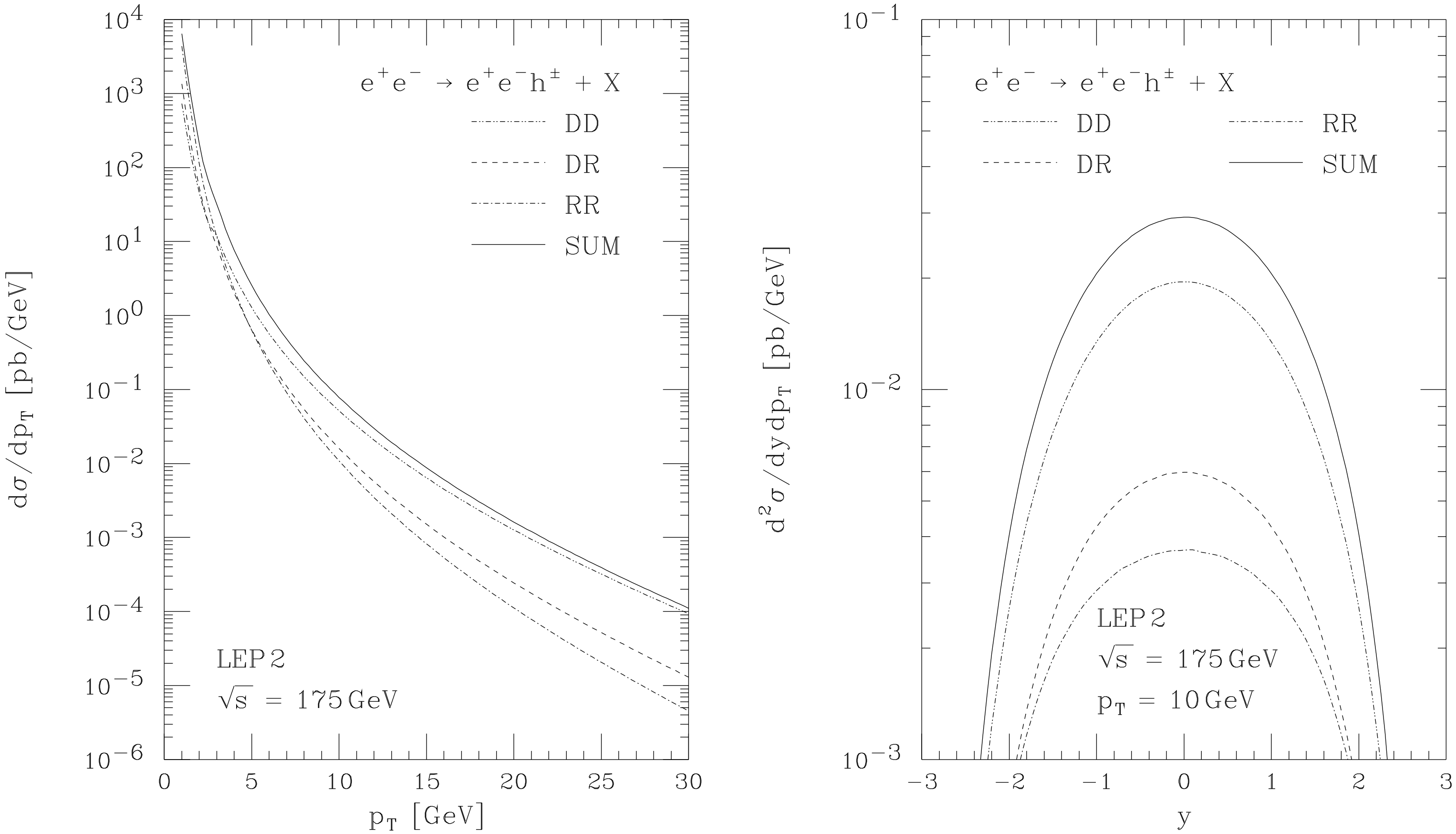


FIG. 2.8 – *Sections efficaces théoriques*

Les sections efficaces différentielles en fonction de p_T (à gauche) et de η à p_T= 10 GeV (à droite) sont ici calculées pour la production inclusive de hadrons chargés à grand Q^2. Les différents sous-processus sont séparés.

$(\gamma,Z) \rightarrow h + X$ qui ont été mesurés sur de larges intervalles d'énergie dans le centre de masse et qui sont connus, au niveau théorique, au deuxième voire au troisième ordre. Ces fonctions de fragmentation déduites de l'expérience, il leur est alors possible de tester leur universalité en s'intéressant, par exemple, aux réactions $p\bar{p} \rightarrow h + X$ ou $\gamma p \rightarrow h + X$ [71]

Les schémas de renormalisation et de fragmentation suivent le modèle $\overline{MS}$ avec un nombre de saveurs $N_f = 5$ et une valeur de $\Lambda^{(5)}_{\overline{MS}} = 213$ MeV. Les échelles de renormalisation, de factorisation et de fragmentation varient de manière identique $\mu = M_\gamma = M_F = \xi p_T$. La variable ξ est fixée à 1 et l'incertitude d'échelle est estimée en faisant varier ξ de 0,5 à 2.

2.6.2 La production inclusive de jets : S. Frixione *et al.*

Les calculs réalisés par S. Frixione et L. Bertora [72] reposent sur les mêmes diagrammes, et donc les mêmes éléments de matrice que les calculs précédents. Ils en divergent principalement par la méthode de soustraction des divergences infrarouges et par l'implémentation informatique qui fait que S. Frixione et L. Bertora disposent d'un "générateur de partons".

Un grand nombre de divergences infrarouges apparaissent lorsque l'on calcule les contributions des diagrammes réels et virtuels en QCD, à cause du grand nombre de partons sans masses ayant des interactions colorées dans les processus durs. La suppression de ces divergences est faite dans les calculs précédents par la méthode du découpage en tranches ("slicing method") qui fait une approximation des éléments de matrice dans les régions proches des singularités infrarouges. La preuve de l'indépendance des résultats obtenus vis-à-vis des approximations ainsi réalisées doit donc être faite pour chaque observable, ce qui est coûteux en temps. S. Frixione utilise la méthode de soustraction et la méthode des dipôles pour éliminer ces divergences. Pour cela, la production de N partons (NLO) est calculée à partir de la production de N-1 partons (LO). Les termes qui s'ajoutent à cette dernière sont les corrections de boucles et les embranchements supplémentaires. Ces deux termes présentent des divergences infrarouges, mais leur somme en est dépourvue.

Avec cette méthode, il est ainsi possible de créer un générateur de partons au deuxième ordre qui permet donc d'étudier n'importe qu'elle variable libre de divergence infrarouge au deuxième ordre.

S. Frixione a écrit un programme pour les collisions *ep*. Sur la figure 2.9 ont voit ainsi

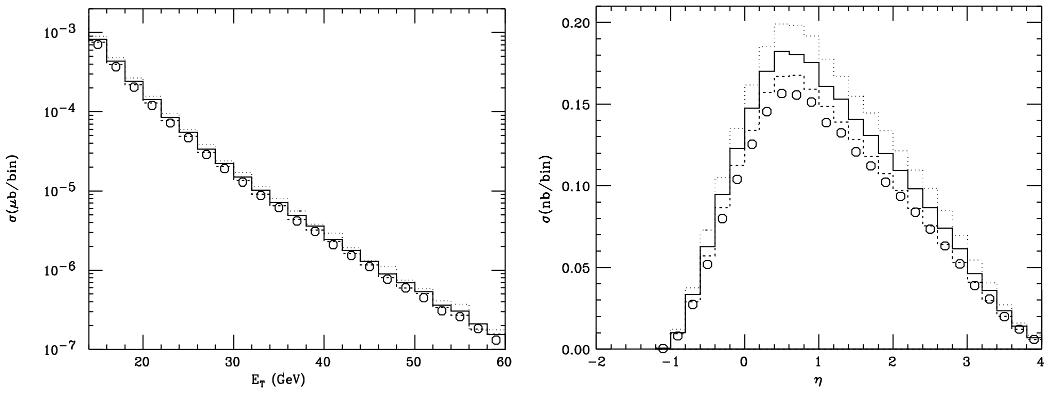


FIG. 2.9 – *Sections efficaces théoriques*

Les sections efficaces différentielles en fonction de p_T pour $-1 < \eta < 2$ (à gauche) et de η pour $p_T > 14$ GeV (à droite) sont calculées pour la production inclusive de jets dans les collisions ep à 300 GeV. La ligne solide est pour $\mu = \mu_0$, la ligne traitillée pour $\mu = 2\mu_0$ et la ligne pointillée pour $\mu = \mu_0/2$. Les points représentent les prédictions faites par Ellis et Soper [39].

les sections efficaces différentielles en fonction de p_T et de η pour la production inclusive de jets. Avec L. Bertora, il a adapté ce programme pour les collisions $\gamma\gamma$. Dans celui-ci, le spectre de photons est décrit par la formule de Weizsäcker-Williams (équation 2.2). La densité de parton des photons utilisée est GRV-HO [73] et $\Lambda^{(5)}_{\overline{MS}} = 152$ MeV. Les échelles de factorisation et de renormalisation sont égales à la moitié de l'énergie transverse totale de l'événement.

2.7 Les générateurs Monte Carlo

Dans cette section, nous allons décrire sommairement les générateurs d'événements Monte Carlo que nous serons amenés à utiliser dans nos analyses. En sus de ceux servant à décrire les différents bruits de fond, les deux générateurs Monte Carlo dont nous nous servirons sont PYTHIA 5.722 [74] et PHOJET 1.05c [75] avec les paramètres par défaut. Tous deux ont été optimisés pour décrire des interactions γp et pp et génèrent des événements $\gamma\gamma \to$ *hadrons* à partir de calculs de QCD au premier ordre pour des quarks sans masse. L'un comme l'autre permettent des interactions multiples entre les partons. Dans les deux cas, l'hadronisation est simulée à l'aide de JETSET 7.408 [15]. Aucun des deux ne simule la radiation de photons dans l'état final (FSR) ou initial (ISR).

2.7.1 PYTHIA

Le générateur PYTHIA simule une grande varieté de réactions. Pour les collisions de deux photons, il utilise des photons réels ($Q^2 = 0$), la virtualité des photons n'étant prise en compte qu'à travers le spectre d'énergie des photons décrit par la formule EPA (équation 2.2). Chaque photon peut ensuite interagir avec l'autre selon trois processus : direct, résolu ou VDM. La fonction de structure utilisée est SAS-1D [76]. L'ensemble des combinaisons possibles compose ainsi six classes d'événements : direct $\times$ direct, direct $\times$ résolu, direct $\times$ VDM, résolu $\times$ résolu, résolu $\times$ VDM et VDM $\times$ VDM.

En plus de ces processus durs, des processus mous comme, par exemple, les diffusions élastiques ($VV \rightarrow VV$ avec $V = \rho,\omega,\phi,...$) ou les diffractions sont également générés. Les sections efficaces totales, diffractives et élastiques sont tirées des paramétrisations de Regge [77]. La coupure en impulsion transverse qui permet de séparer les processus durs des processus mous est de l'ordre de 0,5 GeV.

Pour notre analyse, PYTHIA est généré avec un nombre d'événements équivalent à une luminosité de 958 pb^{-1} et une énergie moyenne dans le centre de masse de 193,8 GeV. Les différents échantillons d'événements générés dans L3 sont résumés dans le tableau 2.3.

2.7.2 PHOJET

Le générateur PHOJET est basé sur le modèle DPM ("Dual Parton Model" ou Modèle du Parton Dual) [78] combiné avec la QCD perturbative. Les photons sont générés à divers Q^2 selon la fonction de luminosité transverse de Budnev (équation 2.1), et leur fonction de structure partonique est la paramétrisation GRV [73] au premier ordre. Quatre classes d'événements sont prises en compte : VDM, où les deux photons fluctuent en un méson vecteur ; direct, où ils interagissent comme des particules ponctuelles ; et simplement ou doublement résolu, où un ou deux photons fluctuent partons.

A la différence de PYTHIA, plusieurs interactions dures et molles peuvent avoir lieu dans le même événement [79]. En particulier, un événement mou est en général constitué de plusieurs interactions molles. La coupure qui permet de séparer les processus durs des processus mous est de l'ordre de 2,5-3 GeV.

Pour notre analyse, PHOJET est généré avec un nombre d'événements équivalent à une luminosité de 615 pb^{-1} et une énergie moyenne dans le centre de masse de 191,3 GeV. Les différents échantillons d'événements générés dans L3 sont résumés dans le tableau 2.3.

Monte Carlo	alias	nb d'év.	σ [nb]	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]	E$_{faisceau}$
PYTHIA	qph65	2640000	13,7	192,7	94,5
	qph92	4738970	14,1	336,1	98,0
	qph93	3191378	13,7	232,1	94,5
PHOJET	pjq32	5943000	15,6	381,0	94,5
	pjq36	1116500	15,9	70,2	98,0
	pjq40	937600	16,0	58,6	99,8
	pjq41	278590	16,1	17,3	99,8
	pjq47	1404200	16,0	87,7	99,8
DIAG36	pft07	450000	0,436	1032,1	94,5
KK2f	kkz06	200000	0,102	1960,8	94,4
	kkz07	49802	0,098	508,2	95,8
	kkz08	99499	0,093	1069,9	97,8
	kkz09	100000	0,088	1136,4	99,8
KORALZ	kat45	10000	0,0082	1219,5	94,5
KORALW	wk029	300000	0,0165	18181,8	94,5
PYTHIA direct	qph70	1002000	0,856	1170,6	94,5
PYTHIA résolu	qph72	1415859	15,8	89,6	94,5
PYTHIA VDM	qph73	893946	10,3	86,8	94,5

TAB. 2.3 – *Monte Carlo utilisés*

Pour chaque Monte Carlo utilisé est indiqué le nombre d'événements générés et la section efficace de la réaction en jeu pour $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV. A partir de ces deux valeurs, la luminosité équivalente est calculée. La valeur de l'énergie du faisceau pour laquelle ces événements ont été générés est indiquée. Les "alias" donnent le nom sous lequel ces événements sont enregistrés dans les bases de données de L3.

2.7.3 Etude des différences entre PHOJET et PYTHIA et comparaison avec les données

Les figures 2.10 à 2.15 et les tableaux 2.4 et 2.5 nous permettent de comparer les générateurs Monte Carlo avec les données et de comprendre quels sont les sous-processus en jeu. Les processus direct$\times$direct, résolu$\times$résolu et VDM$\times$VDM, générés par PYTHIA, sont également représentés. Les comparaisons se font au niveau des partons mères, des particules générées (hadrons chargés et photons) et des particules reconstruites, pour les événements ayant été sélectionnés dans l'analyse des jets que nous détaillerons dans le chapitre 7.

Au niveaux partonique, générateur et reconstruit, PYTHIA génère plus de particules que PHOJET, comme on peut le constater sur les figures 2.10 et 2.11a et b. Les deux générateurs semblent sous-estimer le nombre d'événements avec très peu ou beaucoup de particules et surestimer le nombre d'événements avec un nombre de particules compris entre une dizaine et une trentaine. Des différents sous-processus, le résolu se démarque nettement par un nombre de particules générées plus élevé, comme attendu.

Si les deux générateurs reproduisent bien la distribution angulaire des données dans l'espace de phase étudié ($p_T > 3$ GeV et $|\eta| < 1$), comme le montre la figure 2.11c et d, la figure 2.12 montre clairement que la forme de PHOJET se rapproche du processus VDM et celle de PYTHIA du processus résolu, tant au niveau partonique qu'au niveau générateur.

Les figures 2.13 et 2.14 permettent de comparer les générateurs aux niveaux partonique et générateur sans et avec une coupure en pseudorapidité. Comme attendu, le processus VDM domine les basses impulsions transverses. Plus surprenant, le processus direct de PYTHIA est fortement supprimé à grande impulsion transverse où il devrait dominer. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 8. PYTHIA atteint de plus grandes impulsions que PHOJET, comme nous le verrons également par la suite. Dans presque tous les intervalles en pseudorapidité, PYTHIA reproduit mieux la distribution en impulsion transverse des données que PHOJET, à l'exception des premiers bins, comme on peut le voir sur la figure 2.15.

Les tableaux 2.4 et 2.5 nous permettent de voir en quelles proportions sont générés les partons initiaux. Il en ressort que, dans l'échantillon total, le pourcentage de gluons de PHOJET se rapproche de celui du processus VDM, tandis que celui de PYTHIA se rapproche du processus résolu. Les pourcentages de quarks lourds nous incitent toutefois

parton	PYTHIA		PHOJET	
	Tout	Grand p_T	Tout	Grand p_T
d	19 % (277900)	18% (26327)	18% (414672)	9% (10340)
u	36 % (522956)	40% (58047)	56% (1334526)	39% (45251)
s	6 % (94900)	6% (8733)	14% (330614)	6% (6466)
c	10 % (149646)	20% (28872)	6% (131008)	24% (27372)
b	0 % (1912)	0% (534)	0% (0)	0% (0)
g	29 % (419401)	15% (22294)	7% (155474)	23% (26929)
total	1466715	144807	2366294	116358

TAB. 2.4 – *Partons mères générés par PYTHIA et PHOJET*
Pour les deux générateurs, la proportion de chaque parton est donnée lorsque tous les partons sont pris en compte et lorsque seuls les partons d'impulsion transverse $p_T > 3$ GeV et de rapidité $|\eta| < 1$ sont considérés. Les nombres entre parenthèses indiquent la multiplicité de chaque parton.

à ne pas négliger le processus direct.

La principale conclusion de ces comparaison est donc que le processus VDM domine les distributions de PHOJET, tandis que le processus résolu domine celles de PYTHIA. Que les données soient mieux reproduites par PYTHIA à grand p_T nous suggère que PHOJET sous-estime le processus résolu dans cette région tandis que PYTHIA sous-estime le processus VDM à basses impulsions transverses. Notons encore que les différences présentées par les deux générateurs ne remettent pas en cause leur utilisation comme modèles pour la correction des données, même si celle-ci nécessitera une analyse des incertitudes associées à ces modèles.

2.7.4 JETSET

Les générateurs PYTHIA et PHOJET utilisent tous deux JETSET pour simuler l'hadronisation des partons. JETSET utilise par défaut un modèle de fragmentation en corde appelé Lund. Il est possible, pour étudier l'effet de ce modèle, d'utiliser également un modèle de fragmentation indépendante. Pour générer, à partir d'une paire de quark $q\bar{q}$, des paires de quark-antiquark $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$ qui forment des objets non-colorés, le modèle de Lund met en application l'effet tunnel de la mécanique quantique. Ceci amène à un spectre en p_T pour chaque paire $q'\bar{q}'$ qui est gaussien et indépendant de la saveur de quark. Comme chaque corde est supposée n'avoir aucune excitation transverse, cette impulsion transverse se compense entre le quark et l'antiquark de chaque paire. L'impulsion transverse totale du hadron final est composée des contributions en p_T des différents quarks

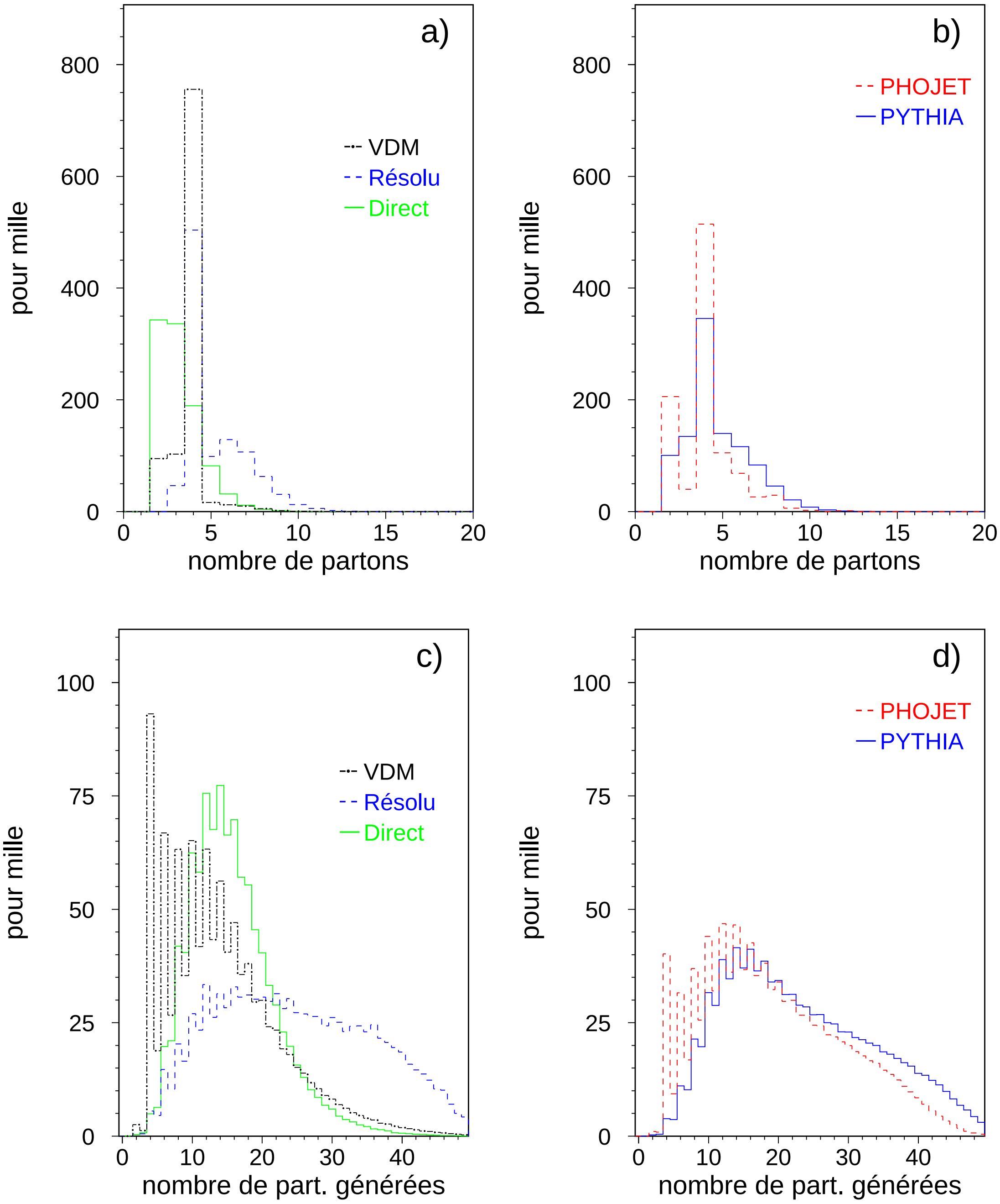


FIG. 2.10 – *Nombre de particules*

Les figures a et b montrent le nombre de particules au niveau partonique. Les figures c et d, le nombre de particules générées. Dans a et c, les 3 principaux sous-processus de PYTHIA sont séparés. Dans b et d sont représentés PHOJET et PYTHIA. Tous les graphiques sont en pour mille.

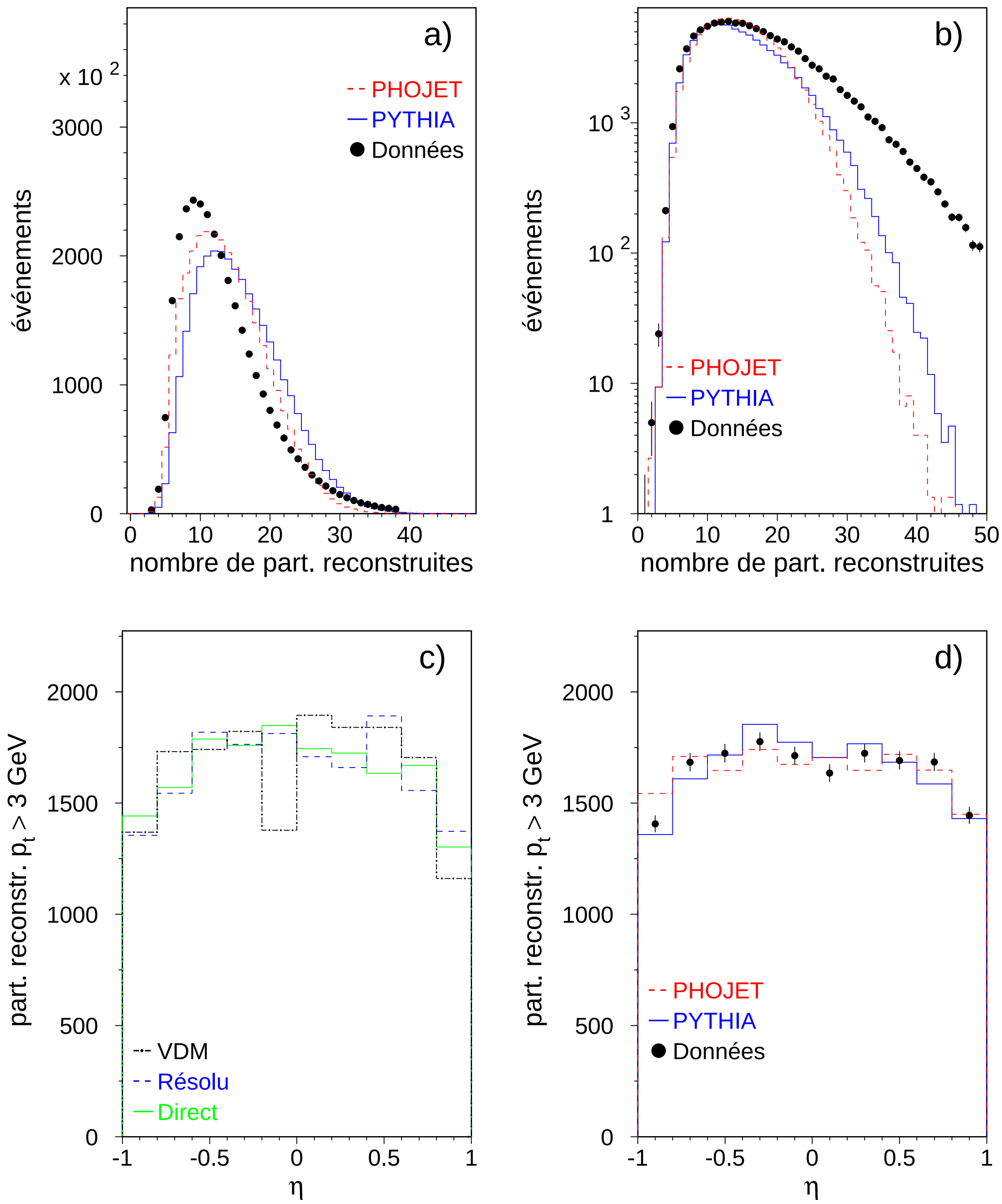


FIG. 2.11 – *Nombre de particules et distribution en pseudorapidité*

En a, le nombre de particules reconstruites pour les données et les Monte Carlo, normalisés au nombre total d'événements dans les données. En b, idem avec une ordonnée logarithmique, normalisé au dixième bin. En c, la distribution en pseudorapidité pour des particules reconstruites avec $p_T > 3$ *GeV, pour les 3 sous-processus de PYTHIA et, en d, pour PHOJET, PYTHIA et les données.*

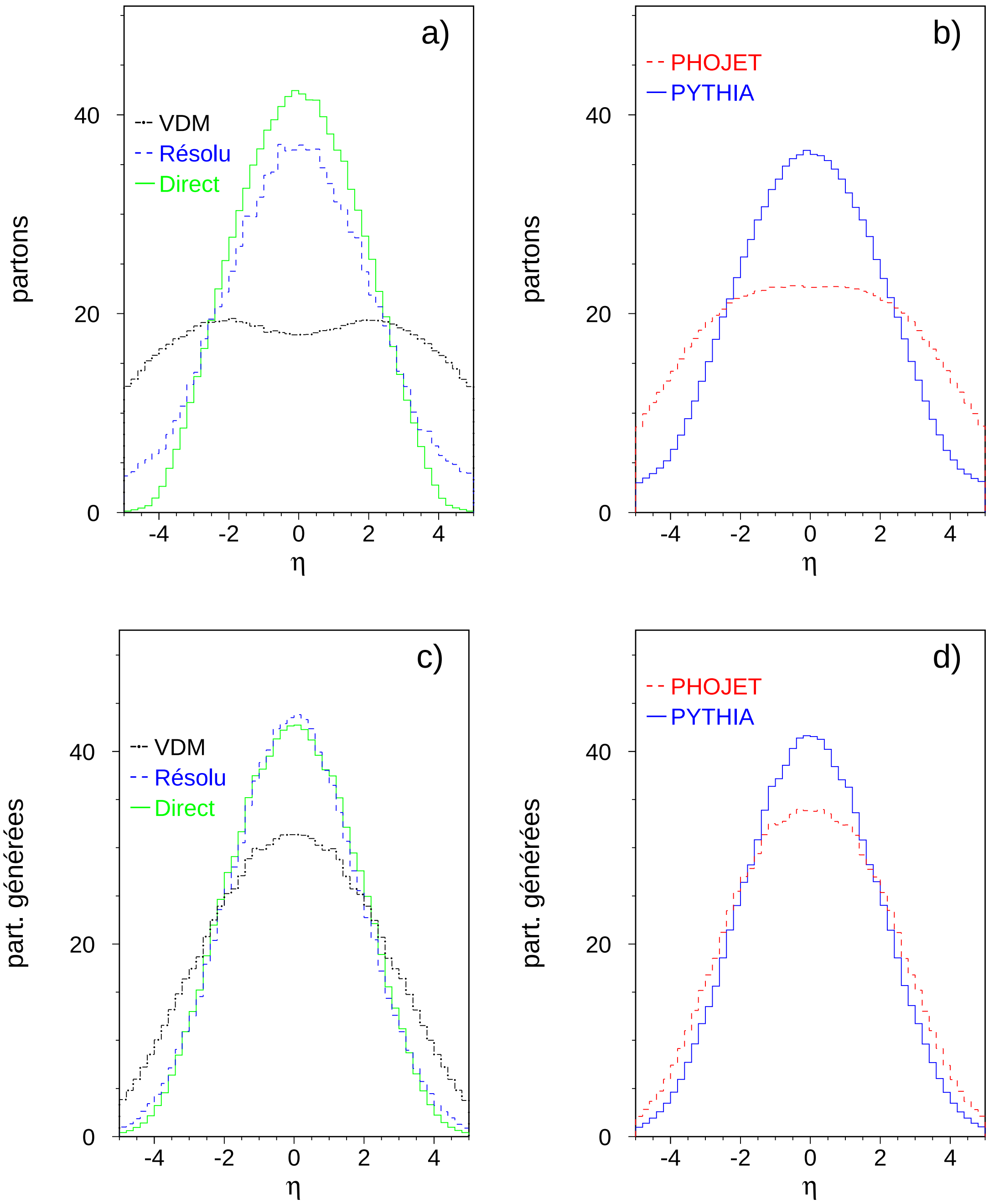


FIG. 2.12 – *Distribution en pseudorapidité*

Les figures a et b montrent la distribution en pseudorapidité des particules au niveau partonique. Les figures c et d, la distribution en pseudorapidité des particules au niveau généré. En a et c, les 3 principaux sous-processus de PYTHIA sont séparés. En b et d sont représentés PHOJET et PYTHIA. Tous les graphiques sont en pour mille et aucune coupure en p_T n'est appliquée.

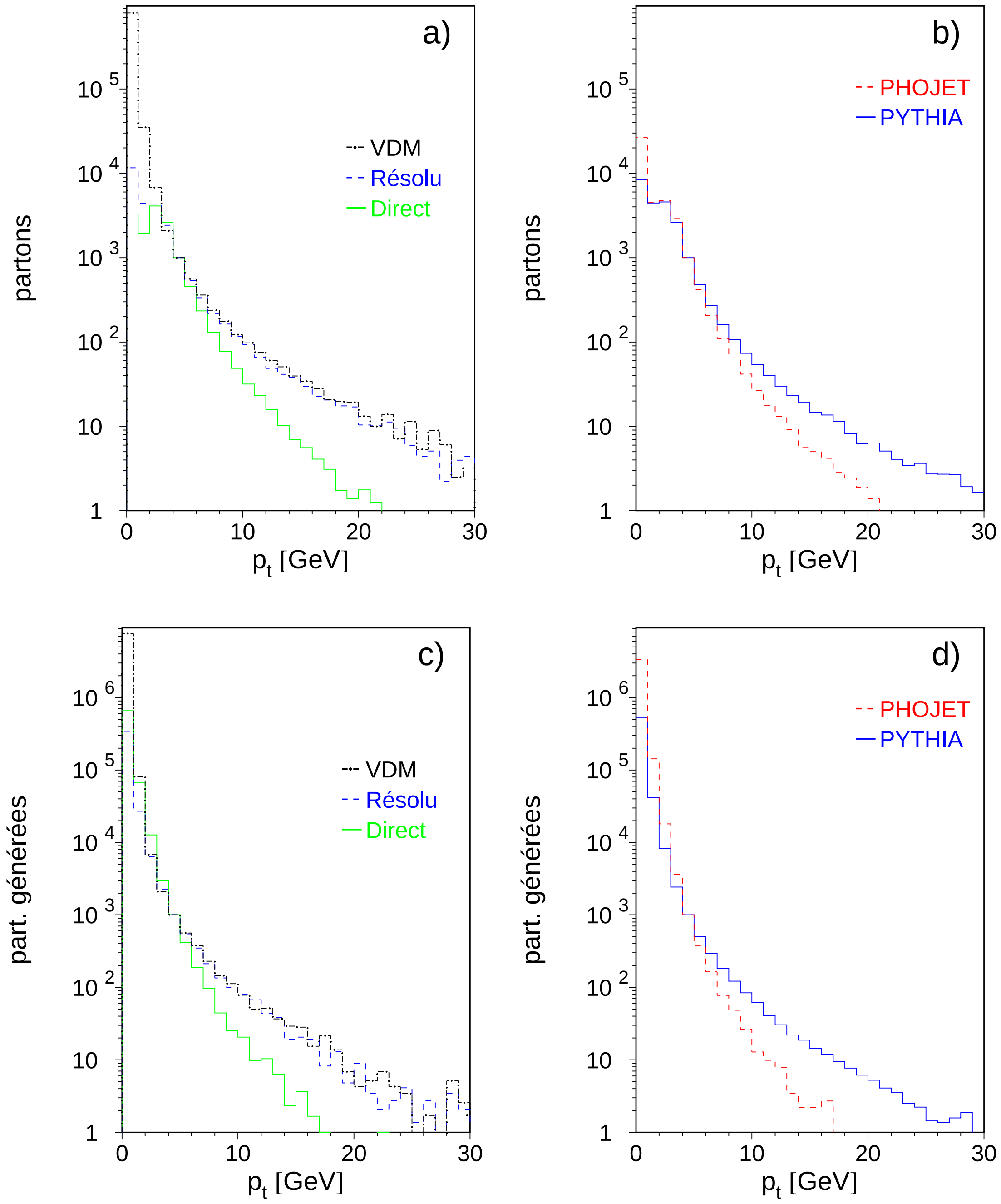


FIG. 2.13 – *Distribution en impulsion transverse*

Les figures a et b montrent la distribution en p_T des particules au niveau partonique. Les figures c et d, la distribution en p_T des particules au niveau généré. En a et c, les 3 principaux sous-processus de PYTHIA sont séparés. En b et d sont représentés PHOJET et PYTHIA. Tous les graphiques normalisés au 5e bin et aucune coupure en η n'est appliquée.

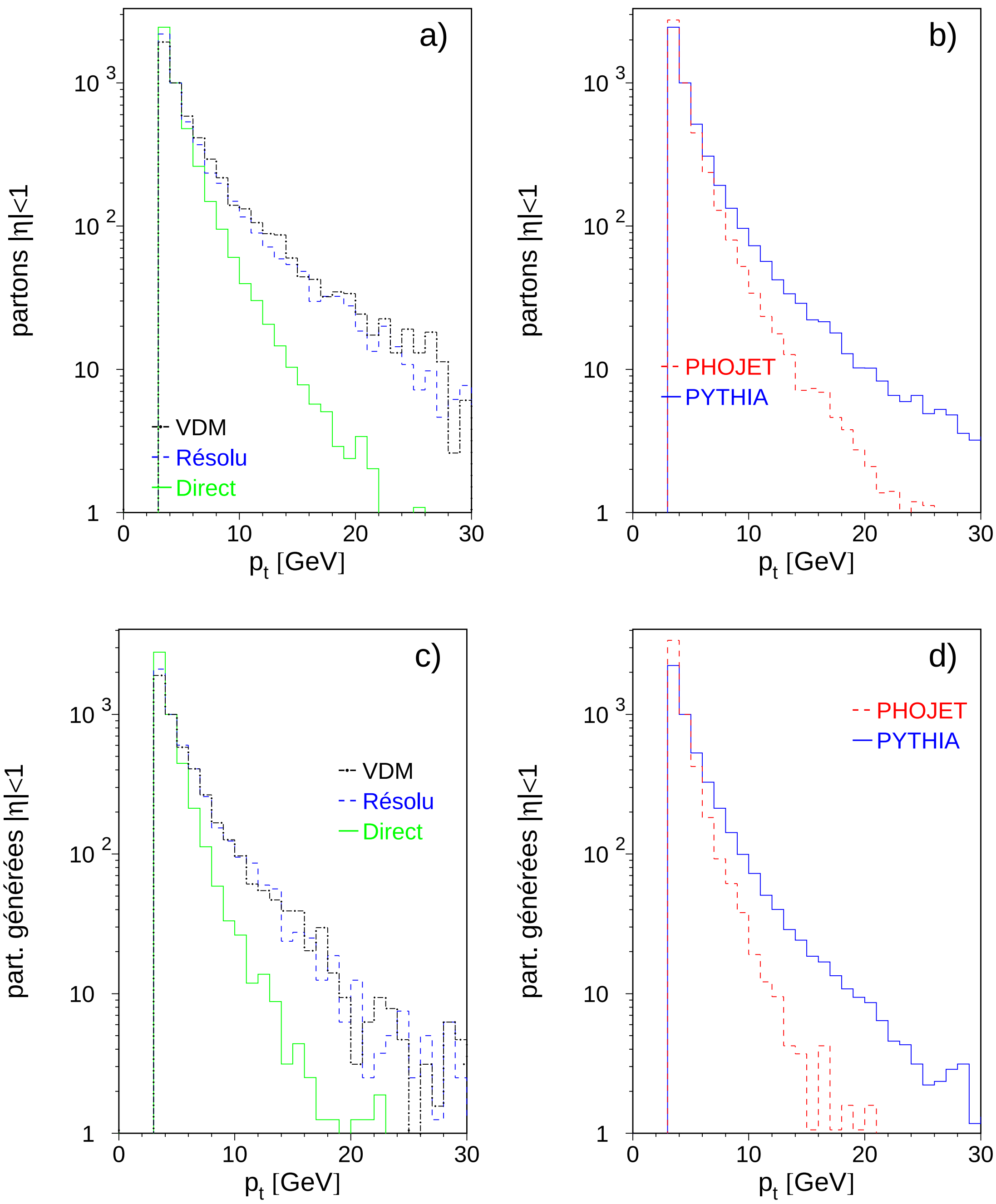


FIG. 2.14 – *Distribution en impulsion transverse pour* $|\eta| < 1$.

Les figures a et b montrent la distribution en p_T *des particules au niveau partonique pour* $|\eta| < 1$. *Les figures c et d, la distribution en* p_T *des particules au niveau généré pour* $|\eta| < 1$. *En a et c, les 3 principaux sous-processus de PYTHIA sont séparés. En b et d sont représentés PHOJET et PYTHIA. Tous les graphiques sont normalisés au 2^e^ bin.*

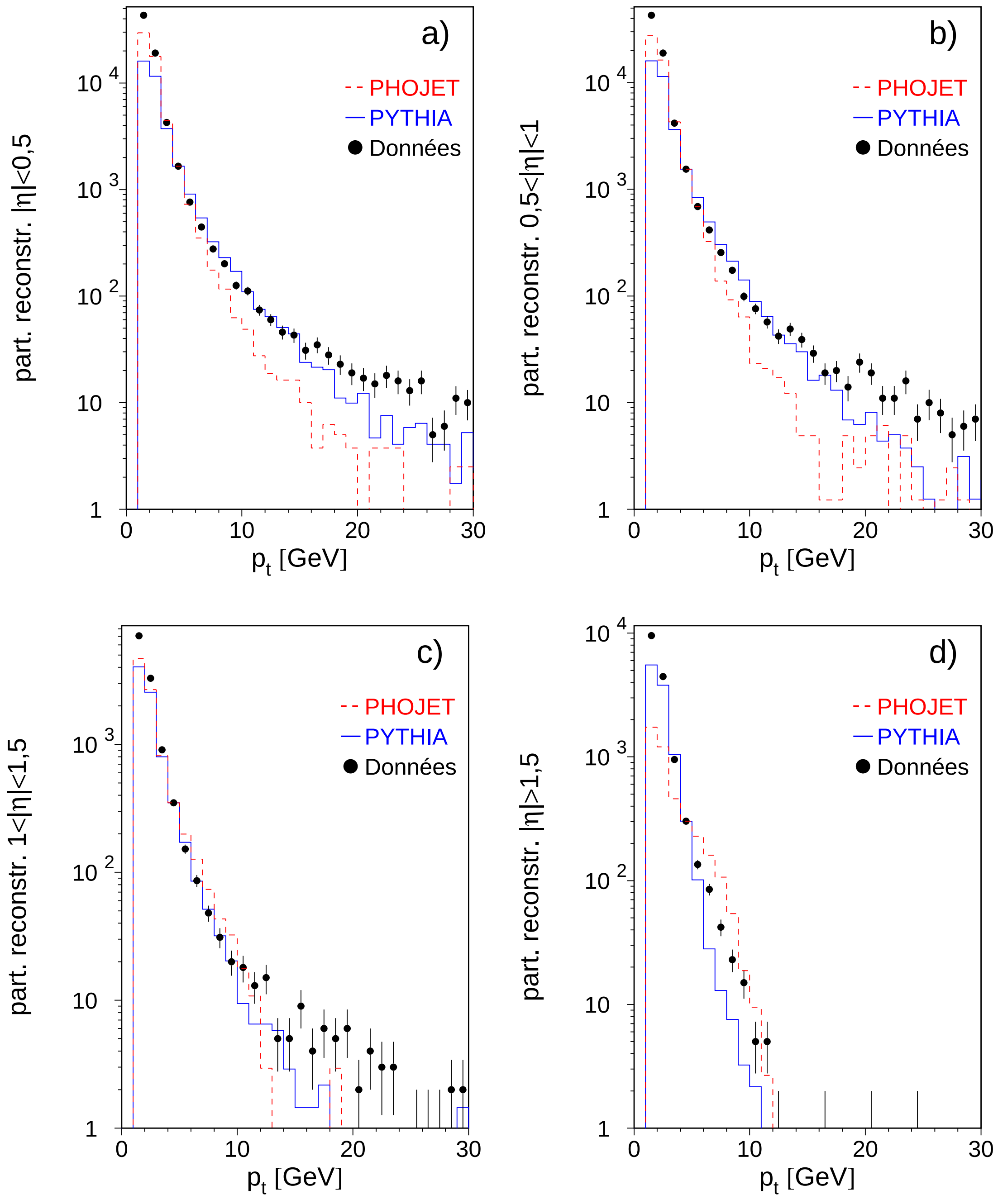


FIG. 2.15 – *Distribution en impulsion transverse pour différents intervalles de η.*
La distribution en impulsion transverse des particules au niveau reconstruit pour PHOJET, PYTHIA et les données est montrée pour : a) $|\eta| < 0{,}5$, b) $0{,}5 < |\eta| < 1$, c) $1 < |\eta| < 1{,}5$ et d) $|\eta| > 1{,}5$. Les Monte Carlo sont normalisés au nombre de données dans le 4e bin.

parton	VDM		Direct		Résolu	
	Tout	Grand p_T	Tout	Grand p_T	Tout	Grand p_T
d	44% (846951)	45% (2074)	2% (7296)	3% (1592)	15% (16140)	17% (1674)
u	45% (861749)	46% (2139)	29% (107134)	40% (25505)	49% (53926)	54% (5367)
s	6% (122573)	8% (355)	2% (7348)	3% (1592)	12% (13440)	14% (1402)
c	1% (15881)	1% (60)	28% (103744)	45% (28714)	0% (392)	0% (34)
b	0% (0)	0% (0)	1% (1926)	1% (592)	0% (6)	0% (3)
g	4% (67552)	7% (331)	38% (140643)	8% (5233)	24% (25937)	14% (1421)
total	1914706	4604	368091	63228	109841	9901

TAB. 2.5 – *Partons mères générés pour les processus VDM, direct et résolu*

Pour chacun des sous processus, la proportion de chaque parton est donnée lorsque tous les partons sont pris en compte et lorsque seuls les partons d'impulsion transverse $p_T > 3$ *GeV et de rapidité* $|\eta| < 1$ *sont considérés. Les nombres entre parenthèses indiquent la multiplicité de chaque parton.*

qui le composent. Les contributions des gluons très mous peuvent aussi être incluses dans ce modèle.

L'effet tunnel implique aussi une forte suppression des saveurs lourdes de quarks. Les rapports relatifs des quarks u, d, s et c sont respectivement 1, 1, 0,3 et 10^{-11}. Les quarks c et b ne sont donc pas produits dans les fragmentations molles, mais dans les processus durs de type $g \rightarrow q\bar{q}$.

Quand deux quarks se combinent pour former un méson, il est nécessaire d'utiliser un algorithme pour choisir entre les différentes possibilités, et notamment entre les mésons vecteurs et pseudo-scalaires qui, qualitativement, devraient se retrouver dans une proportion 3 : 1 si l'on compte le nombre d'états de spins possibles. La production de baryons est plus compliquée. On traite généralement un diquark comme un antiquark.

La désintégration des particules lourdes est traitée dans JETSET par l'utilisation de tables incluant les modes de désintégrations et les rapports de branchements tirés du Particle Data Book de 1992 [80].

Il existe plusieurs paramètres libres dans JETSET que chaque expérience fixe de manière à reproduire au mieux ses données. L'hadronisation étant un phénomène indépendant tant des réactions en jeu que des détecteurs utilisés, ces paramètres devraient être universels. Mais l'ajustement de ces paramètres implique plusieurs choix arbitraires : celui des paramètres à ajuster et celui des distributions utilisées (celui du χ^2 à minimiser). Nous allons illustrer ces choix en nous intéressant à ceux faits par l'expérience L3 [81].

Seuls les paramètres pour lesquels L3 est sensible sont ajustés. Par exemple, les paramètres qui contrôlent la proportion de baryons ou de particules étranges ne peuvent pas être determinés par L3, tandis que ceux contrôlant le nombre total de particules ou la forme des événements le sont. Les trois paramètres ajustés par L3 sont donc : le facteur Λ utilisé dans la constante de couplage α_s pour les gerbes partoniques ; σ_Q, la largeur de la gaussienne pour la distribution des impulsions transverses des hadrons primaires ; et b, un paramètre de la fonction de fragmentation de Lund pour les quarks légers. Un autre paramètre de cette fonction, a, étant fortement corrélé à b, est arbitrairement fixé, de même que le paramètre de coupure Q_0. D'autres paramètres sont fixés ou laissés libres selon que le générateur Monte Carlo utilisé prenne en compte les quarks lourds, les corrélations de Bose-Einstein, la reconnection de couleur, etc.

Au sein de L3, il a été choisi d'utiliser un petit nombre de distributions à reproduire, choisies autant que possible de manière à être orthogonales entre elles et fortement sensibles aux paramètres à ajuster. En l'occurence, les distributions choisies sont : y_{23} pour l'algorithme JADE, valeur de y_{ij} pour laquelle on passe de 2 à 3 jets ; le mineur calculé du côté étroit de l'événement ; le quatrième moment de Fox-Wolfram ; et la multiplicité des particules chargées. Toutes ces distributions sont choisies pour des événements hadroniques où $\sqrt{s} \simeq M_Z$ pour lesquels on possède à la fois une grande statistique expérimentale et une bonne connaissance du Modèle Standard.

Les distributions utilisées peuvent avoir des poids différents dans le χ^2 et leurs queues peuvent être ignorées ou utilisées. A L3, les distributions se voient attribuer un poids égal et l'on fait varier la taille des queues rejetées pour évaluer l'incertitude systématique correspondante. Quel que soit ce choix, on ne peut de toute façon pas s'attendre à ce que le χ^2 ainsi calculé se comporte comme le χ^2 d'une variable aléatoire. Tout d'abord parce que les correlations entre les distributions ici utilisées ne sont pas prises en compte, même si elles sont minimisées par le choix de ces distributions. Ensuite parce que le générateur utilisé, PYTHIA, n'est pas un modèle parfait, ce qui signifie que le χ^2 doit augmenter avec le nombre d'événements utilisés.

Notons que nous avons utilisé ces paramètres bien que les interactions $\gamma\gamma$ couvrent un domaine d'énergie beaucoup plus faible que les annihilations e^+e^- à $\sqrt{s} \simeq M_Z$.

2.7.5 Générateurs pour le bruit de fond

Pour simuler le bruit de fond, nous utilisons les générateurs suivants : KK2f v. 4.12 [82] pour les processus $e^+e^- \to \mathrm{q\bar{q}}\,(\gamma)$, KORALZ [83] pour $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$, KORALW [84] pour $e^+e^- \to \mathrm{W^+W^-} \to$ hadrons et DIAG36 [85] pour $e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$.

2.7.6 Simulation du détecteur

Tous les générateurs produisent, pour chaque événement, une liste de particules finales avec leurs propriétés respectives (en général leurs quadri-impulsions). Ces particules sont dites "générées". Il convient ensuite de simuler la réponse du détecteur pour pouvoir les comparer avec les données que nous enregistrons. Pour cela, L3 est simulé à l'aide des programmes GEANT v. 3.15 [86] et GHEISHA [87]. Les inéfficacités du détecteur qui varient avec le temps, mesurées grace aux calibrations régulièrement effectuées pendant la prise de données, sont aussi simulées. Les événements ainsi produits peuvent alors être utilisés de la même manière que des données. Nous calculons les mêmes grandeurs avec les mêmes programmes d'analyse. Les particules dont le format est similaire aux données sont appelées "particules reconstruites".

Une excellente simulation du détecteur est nécessaire puisque les différences entre les particules reconstruites et les particules générées nous permettront de calculer l'efficacité du détecteur. La qualité de cette simulation est attestée par l'analyse de différents canaux bien connus, et notamment par les événements produits à une énergie dans le centre de masse proche de la masse du boson Z.

2.8 Les mesures expérimentales existantes

Nous voudrions dans ce chapitre décrire sommairement les mesures expérimentales qui furent réalisées précédemment ou simultanément aux nôtres, que ce soit au sein de notre expérience, dans d'autres expériences du LEP, ou ailleurs.

2.8.1 A L3

La section efficace hadronique totale

Les analyses que nous présenterons dans la deuxième partie de cette thèse ont toutes pour socle l'analyse des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$ [88]. Dans celle-ci, la production inclusive de hadrons est étudiée sans regarder la nature des produits finaux. Résumons-en les principales conclusions.

La distribution angulaire des hadrons est montrée dans la figure 2.16. Si les particules sont réparties de manière plus ou moins uniforme, comme on peut le voir dans la figure de gauche, la figure de droite nous montre que l'énergie moyenne des particules est plus importante à l'avant et à l'arrière du détecteur. Cette activité à très bas angle illustre à la fois la présence d'un boost de Lorentz parallèle au faisceau, de phénomènes diffractifs et de jets rémanents proche du faisceau dans tous les processus à l'exception du processus direct. Les Monte Carlo PHOJET et PYTHIA décrivent bien les données, y compris pour de grandes valeurs de la pseudorapidité où les détecteurs sont moins performants et où la simulation du détecteur est donc plus difficile.

La section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$ est mesurée en fonction de $W_{\gamma\gamma}$. On observe (figure 2.17a) une décroissance rapide en fonction de $W_{\gamma\gamma}$, due à la fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$. Lorsque $\sqrt{s}$ augmente, la section efficace est plus importante. En déconvoluant $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$,

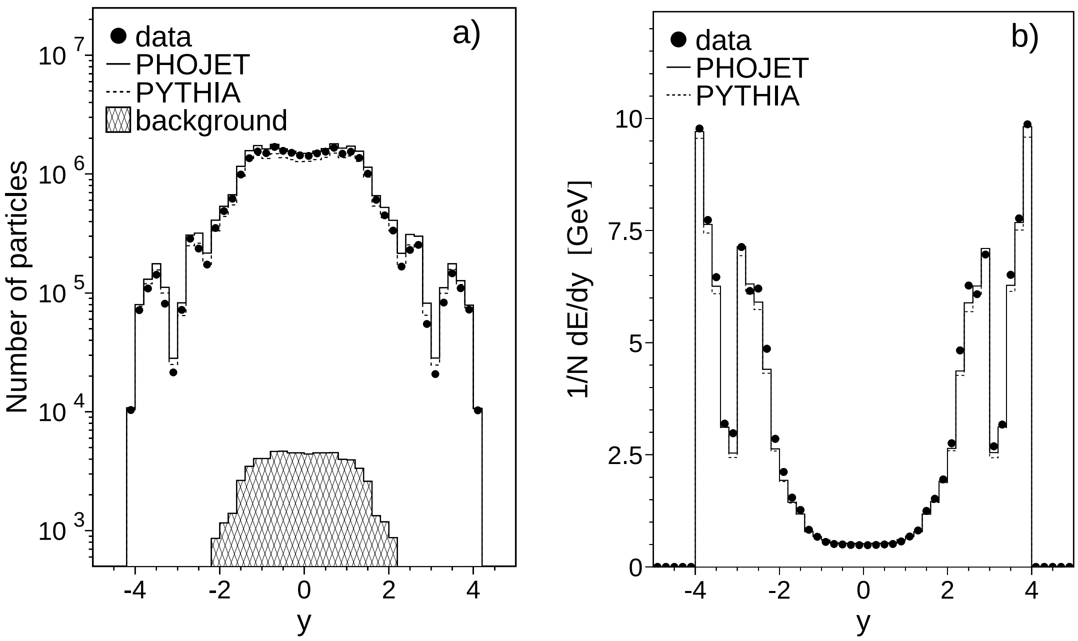


FIG. 2.16 – *Distribution angulaire des particules selectionnées*

A gauche, le nombre de particules détectées pour chaque bin de rapidité. A droite, l'énergie moyenne déposée par ces particules. Le "trou" visible entre $3 < |\eta| < 3{,}5$ *est dû à la non utilisation des ALR (voir chapitre 3) pour cette analyse.*

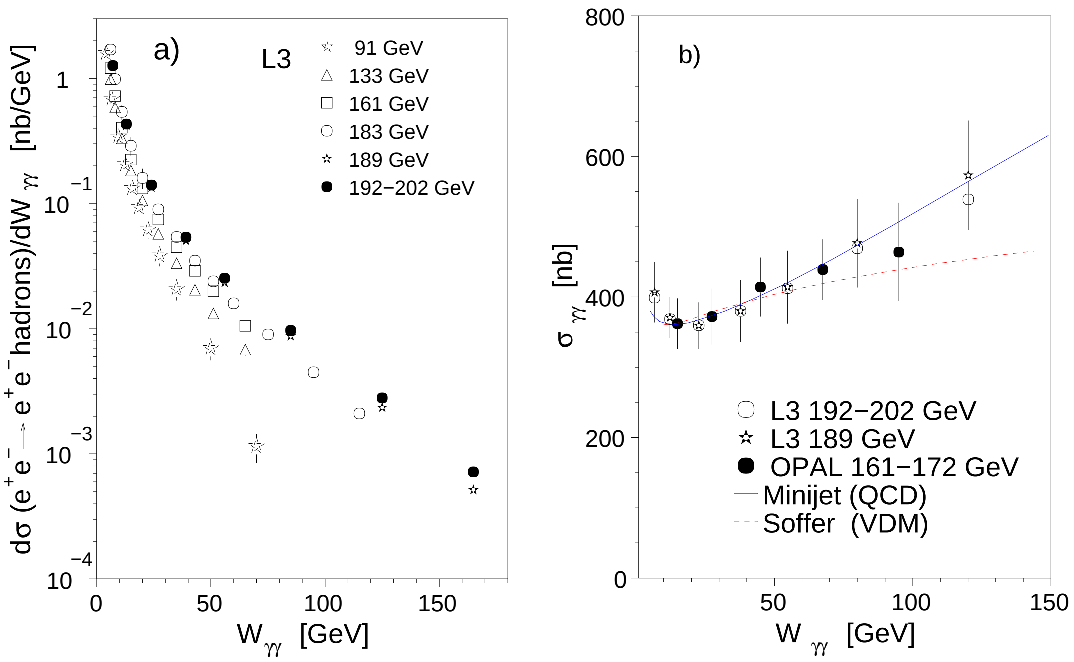


FIG. 2.17 – *Sections efficaces totales*

A gauche, la section efficace différentielle $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons)/dW_{\gamma\gamma}$ *pour différentes énergies. A droite, la section efficace différentielle* $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow\ hadrons)/dW_{\gamma\gamma}$ *mesurée à L3, comparée aux mesures faites à OPAL et à divers modèles théoriques.*

il est possible d'obtenir la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow\ hadrons$ (figure 2.17b). Les incertitudes sur la mesure sont dominées par la modélisation Monte Carlo utilisée pour obtenir $W_{\gamma\gamma}$ à partir de la mesure de W_{vis}. Les modèles simples (paramétrisation à la Regge [77], rapport de sections efficaces $\sigma_{\gamma p}/\sigma_{pp}$) ne reproduisent pas correctement les données à grand $W_{\gamma\gamma}$. Des calculs QCD plus poussés, tels que les minijets [89], sont nécessaires pour trouver un accord.

La production inclusive de quarks lourds

L3 a également mesuré la production inclusive de quarks c et b [90] qui, en introduisant une échelle dure, permet d'explorer une région accessible aux calculs perturbatifs de QCD. Le quark c est étiqueté par la présence d'une résonance D^* ou par celle d'un lepton (électron ou muon), tandis que le b est identifié par la présence d'un lepton avec quelques restrictions sur son impulsion.

De la même manière que pour l'analyse précédente, la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \to c\bar{c}X)$ est mesurée (figure 2.18a). La croissance en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ est plus rapide que pour la section efficace totale, révélant une plus grande contribution des processus résolus que cette dernière, dominée par le processus VDM. Ces données sont correctement reproduites par un calcul QCD au deuxième ordre, pourvu que la masse du quark c soit voisine de 1,2 GeV. La section efficace différentielle en fonction de p_T (figure 2.18b) et la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse (figure 2.19) montrent que les données favorisent, de nouveau, les modèles avec un quark c très léger. Le processus direct seul ne suffit pas à décrire les données : le processus résolu $\gamma g \to q\bar{q}$ contribue pour environs 50 % à la section efficace, ce qui confirme la "présence" de gluons dans le photon.

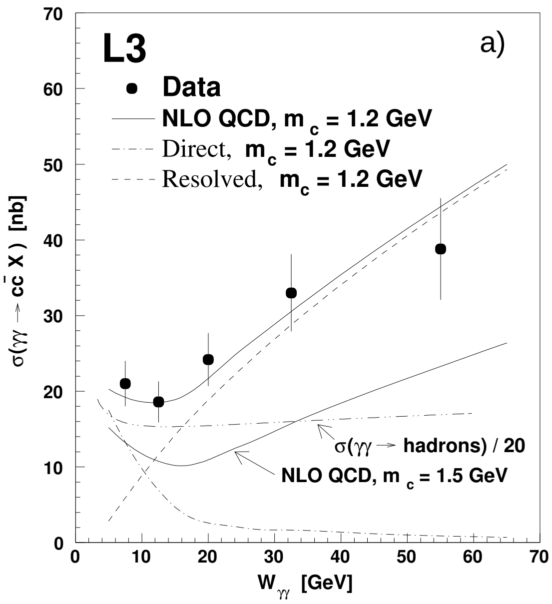
La section efficace totale de production des quarks b, elle, n'est pas reproduite (figure 2.19) : les calculs théoriques sous-estiment les données par un facteur 3, alors que ce canal, grace à la masse plus élevée du quark b, devrait être mieux reproduit par les calculs de QCD perturbative.

La production inclusive de $\mathrm{K^0_S}$

La production inclusive de $\mathrm{K^0_S}$ fut mesurée à L3 [93] et publiée conjointement à la mesure de la production inclusive de π^0. Avec les $\mathrm{K^0_S}$, c'est la présence d'un quark s qui est impliquée. Dans l'intervalle de p_T et η accessible, les Monte Carlo et les calculs de QCD reproduisent correctement les données. Nous reviendrons sur ces résultats ultérieurement.

2.8.2 A OPAL

La collaboration OPAL a mesuré la production inclusive de hadrons chargés et de $\mathrm{K^0_S}$ pour les événements non taggés, à l'aide des données de 1996, soit à des énergies dans le centre de masse e^+e^- de 161 et 172 GeV et avec une luminosité totale de 20 pb^{-1} [94]. Sur la figure 2.20, les mesures de la section efficace différentielle $d\sigma/dp_T$ faites par OPAL sont comparées avec les prédictions théoriques de Kniehl *et al.* [68]. L'intervalle de p_T mesuré va de 0,2 GeV à 10 GeV, l'intervalle de η de -1,5 à 1,5. Les sections efficaces sont données pour différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$, compris entre 10 GeV et 125 GeV. L'accord entre les données et les calculs de QCD est bon dans cet intervalle, sauf à bas $W_{\gamma\gamma}$ et grand p_T. Les Monte Carlo PHOJET (version 1.05c) et PYTHIA (version 5.722) sous-estiment le nombre de traces et de $\mathrm{K^0_S}$ à $p_T > 1{,}5$ GeV dans tous les intervalles de $W_{\gamma\gamma}$.



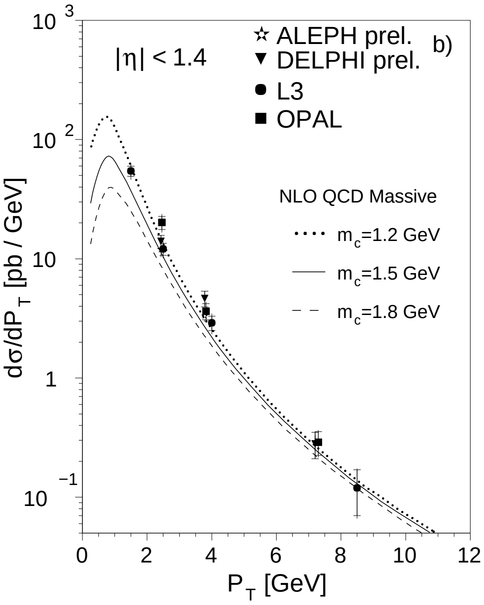


FIG. 2.18 – *Sections efficaces différentielles de production des quarks lourds*

A gauche, la section efficace différentielle de production des quarks c en fonction de $W_{\gamma\gamma}$. Les lignes pleines représentent les prédictions théoriques [91] avec deux valeurs différentes de la masse du charme. Les contributions directes et résolues sont montrées. La paramétrisation à la Regge, faite sur la section efficace $d\sigma(\gamma\gamma \to$ hadrons$)/dW_{\gamma\gamma}$ et multipliée par un facteur arbitraire, est également représentée. A droite, la section efficace différentielle de production des quarks c en fonction de p_T. Des calculs théoriques [92] utilisant trois valeurs différentes de la masse du charme sont montrés.

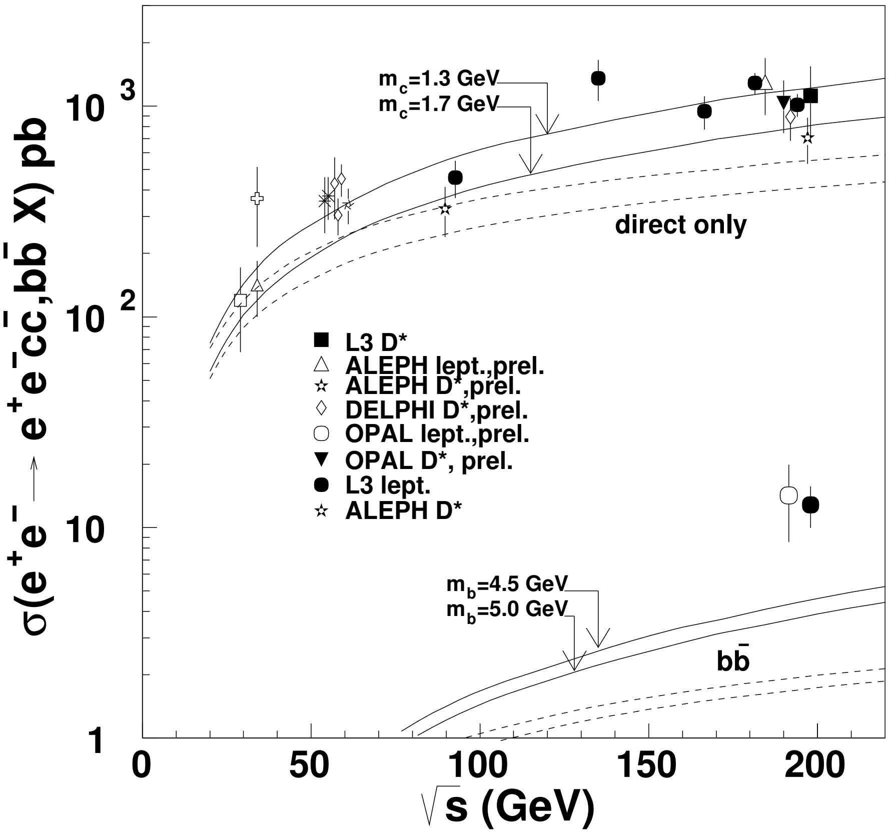


Fig. 2.19 – *Section efficace totale de production des quarks lourds*

La section efficace totale de production des c et des b est représntée en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les mesures effectuées à l'aide d'un D^* sont représentées par un carré tandis que celles utilisant un lepton le sont par un cercle. Les calculs théoriques sont montrés pour différentes masses des quarks. Le processus direct seul est représenté par une ligne traitillée. Les mesures effectuées par d'autres expériences sont en bon accord avec L3.

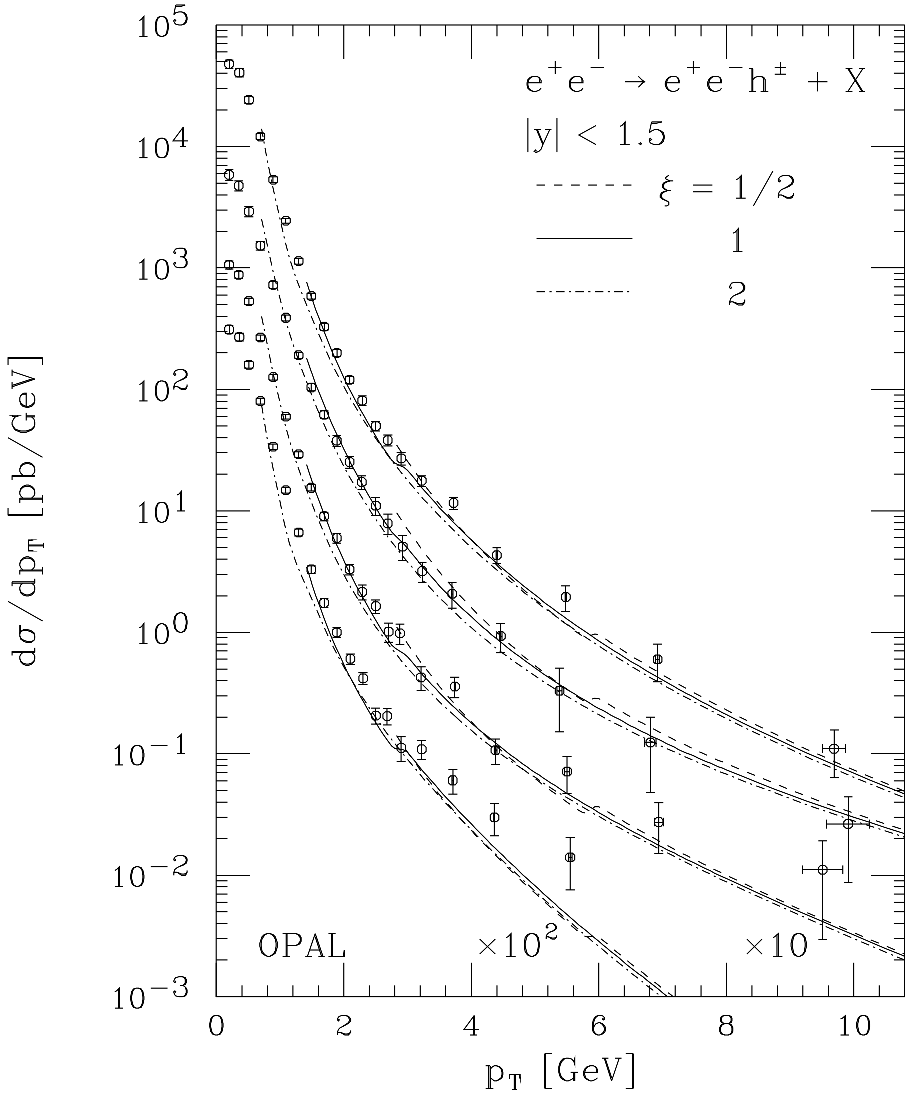


FIG. 2.20 – *Section efficace différentielle des traces chargées mesurée par OPAL*

La section efficace différentielle $d\sigma/dp_T$ est mesurée par OPAL pour $|\eta| < 1{,}5$ et pour différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$: de bas en haut, 10 GeV $< W_{\gamma\gamma} <$ 30 GeV, 30 GeV $< W_{\gamma\gamma} <$ 55 GeV, 55 GeV $< W_{\gamma\gamma} <$ 125 GeV et 10 GeV $< W_{\gamma\gamma} <$ 125 GeV. Les prédictions théoriques sont représentées par des lignes. Les lignes traitillées et mixtes donnent l'incertitude d'échelle.

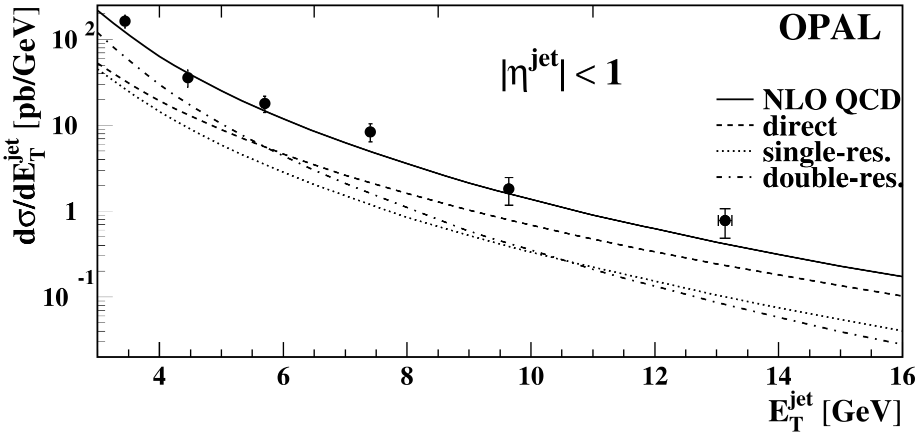


FIG. 2.21 – *Section efficace différentielle des jets mesurée par OPAL*

La section efficace différentielle $d\sigma/dp_T$ de production d'un jet est mesurée par OPAL pour $|\eta| < 1$. Les prédictions théoriques sont représentées par une ligne pleine, les contributions des différents sous-processus par des lignes pointillées.

Dans le secteur des jets, OPAL a mesuré la production inclusive des jets pour $\sqrt{s} = 130 - 136$ GeV avec une luminosité de 4,9 pb^{-1} [95]. Les jets sont construits à l'aide d'un algorithme de cône et un schéma de reconstruction à la Snowmass (un algorithme en k_T fut utilisé dans la thèse [96]). Sur la figure 2.21, dans l'intervalle 3 GeV $< p_T <$ 14 GeV, un bon accord est trouvé avec les prédictions théoriques.

La production inclusive de deux jets a été mesurée plus régulièrement par OPAL, soit pour des valeurs de $\sqrt{s}$ de 130-136 GeV [95], 161-172 GeV [97] et 189-202 GeV [98]. Sur la figure 2.22, la section efficace de production des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- dijet + X$, mesurée à $\sqrt{s} = 161 - 172$ GeV avec une luminosité de 20 pb^{-1}, est en bon accord avec les prédictions théoriques.

La forme des jets a également été étudiée, comme montré dans la figure 2.23 où $\Psi(r)$ est la fraction d'énergie transverse du jet se trouvant à l'intérieur d'un cône de rayon r (avec $r < R$, le rayon du jet) :

$$\Psi(r) = \frac{1}{N_{jet}} \sum_{jets} \frac{E_T(r)}{E_T(r = R)}$$

où N_{jet} est le nombre de jets. Par définition $\Psi(R) = 1$. Les Monte Carlo PHOJET et PYTHIA reproduisent bien les données. Pour cela, la simulation des radiations dans les états initial et final est indispensable (figure 2.23a). Les jets de gluons sont plus larges que les jets de quarks (figure 2.23b). Les données montrent également que les jets deviennent

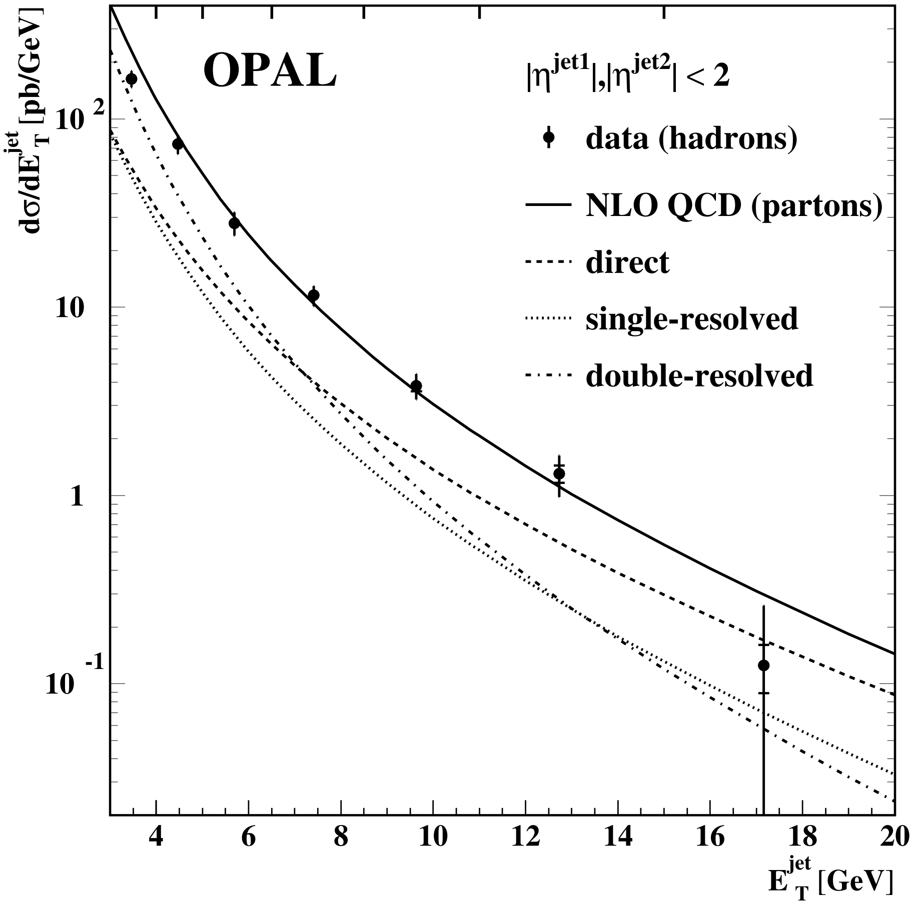


FIG. 2.22 – *Section efficace différentielle des dijets mesurée par OPAL*

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dE_T}$ de production de deux jets est mesurée par OPAL pour $|\eta| < 1$. Les prédictions théoriques sont représentées par une ligne pleine, les contributions des différents sous-processus par des lignes pointillées.

plus étroits lorsque l'énergie moyenne des jets ($\bar{E}_T = (E_T^{jet1} + E_T^{jet2})/2$) augmente (figure 2.23a). A l'aide des variables

$$x_\gamma^\pm = \frac{\sum_{jets}(E \pm p_z)}{\sum_{hadrons}(E \pm p_z)}$$

il est possible d'obtenir des échantillons de données enrichis en processus direct ($x_\gamma^+ > 0{,}8$ et $x_\gamma^- > 0{,}8$) ou en processus doublement résolus ($x_\gamma^+ < 0{,}8$ et $x_\gamma^- < 0{,}8$). Les processus doublement résolus devant produire plus de jets de gluons, il est normal qu'en moyenne ces jets soient plus larges (figure 2.23c et d).

A $\sqrt{s} = 189 - 209$ GeV, OPAL dispose d'une luminosité plus grande (593 pb^{-1}) ce qui ne lui permet pas d'étendre ses mesures de la section efficace dijet, limitée par la résolution, mais d'avoir une analyse plus détaillée du comportement des jets. Ceux-ci sont reconstruits à l'aide d'un algorithme en k_T. Sur la figure 2.24, la section efficace est mesurée en fonction de $x_\gamma^\pm$ pour différents intervalles d'énergie transverse moyenne. Ces résultats montrent clairement que la proportion d'événements de type direct augmente avec l'énergie transverse. PYTHIA est testé avec différentes fonctions de distribution du parton. Des trois, GRS-G [99] semble montrer le meilleur accord avec les données, tandis que LAC-G1 [100] est clairement moins bon.

2.8.3 Ailleurs

La production de π^0 dans les collisions hadroniques a été mesurée entre autres par l'expérience WA69 [101] et plus récemment par E706 [102]. La section efficace en fonction de p_T décroît rapidement comme montré dans la figure 2.25a. Les prédictions théoriques [67] la sous estime sur tout l'intervalle mesuré. La figure 2.25b nous montre le rapport entre la production de π^0 dans des collisions à 800 GeV et $-1 < \eta < 0{,}5$ et la production dans des collisions à 530 GeV et $-0{,}75 < \eta < 0{,}55$. Plus on augmente l'énergie de collisions, plus on produit des π^0 à grand p_T. Pour décrire correctement ce rapport, les prédictions théoriques doivent prendre en compte l'impulsion transverse des partons dans les hadrons avant la collision ("k_T intrinsèque") comme le montrent les courbes.

La production de jet dans des événements $\gamma\gamma$ simple tag a été mesurée notamment par TASSO [103] et MARKII [104]. L'énergie utilisée pour l'analyse faite par TASSO est $\sqrt{s} = 27{,}4 - 36{,}6$ GeV et la virtualité des photons est $\langle Q^2 \rangle = 0{,}35$ GeV^2. Sur la figure 2.26, la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ pour $|\eta| < 1{,}22$ est en désaccord avec les prédictions théoriques de Kniehl *et al.* Ce désaccord est attendu à bas p_T où des processus mous, de

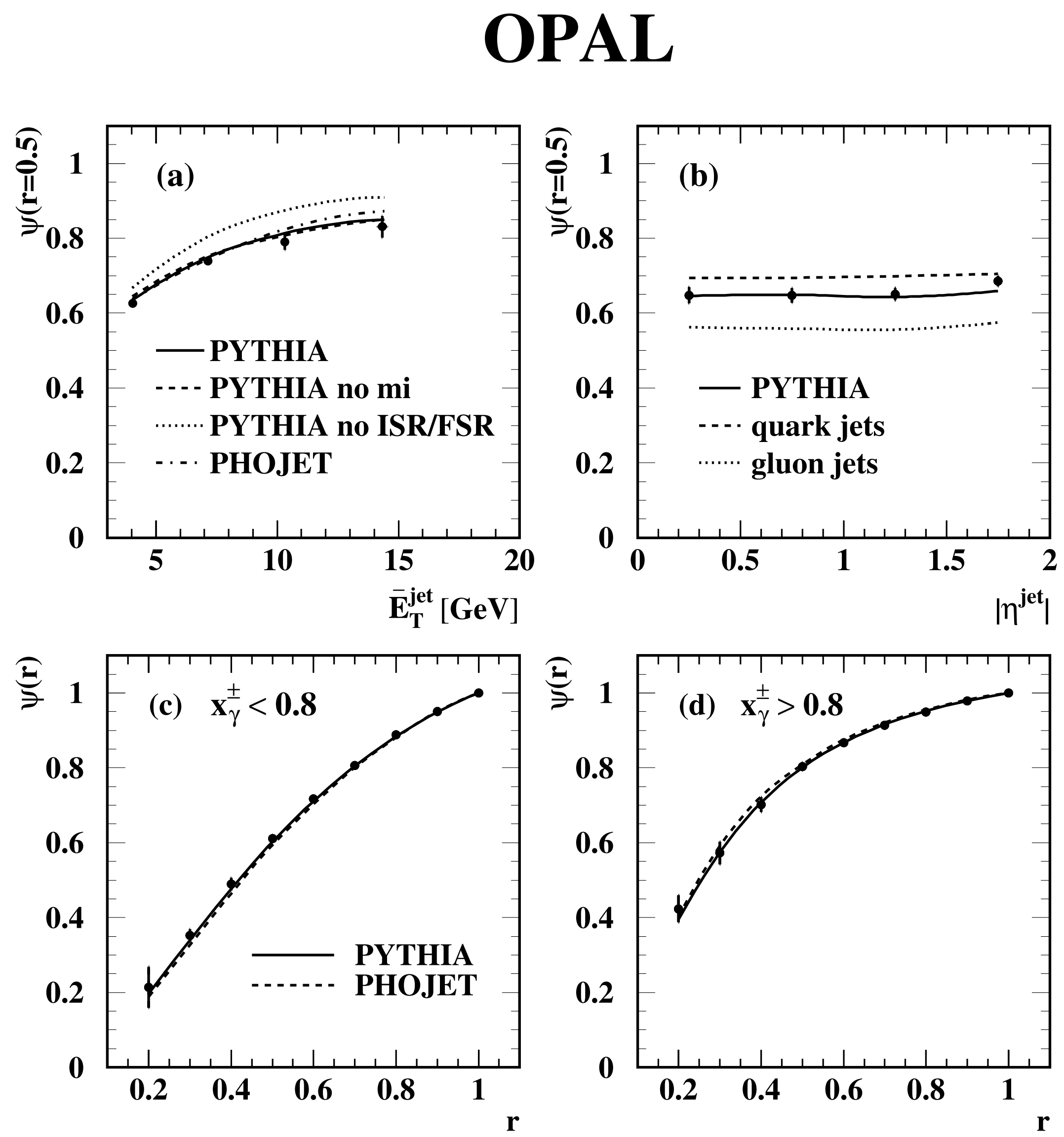


FIG. 2.23 – *Forme des jets*

La fraction d'énergie transverse du jet à l'intérieur d'un cône de rayon r autour de l'axe du jet est montrée en fonction de $\bar{E}_T = (E_T^{jet1} + E_T^{jet2})/2$ (a), de η (b) et de r (c,d). Sur les figures c et d, l'échantillon est respectivement enrichi en processus direct et en processus résolu. Les Monte Carlo PHOJET et PYTHIA sont représentés. PYTHIA est également généré sans interactions multiples ou sans radiations dans les états initial (ISR) et final (FSR) ou avec les contributions des jets de quarks ou de gluons uniquement.

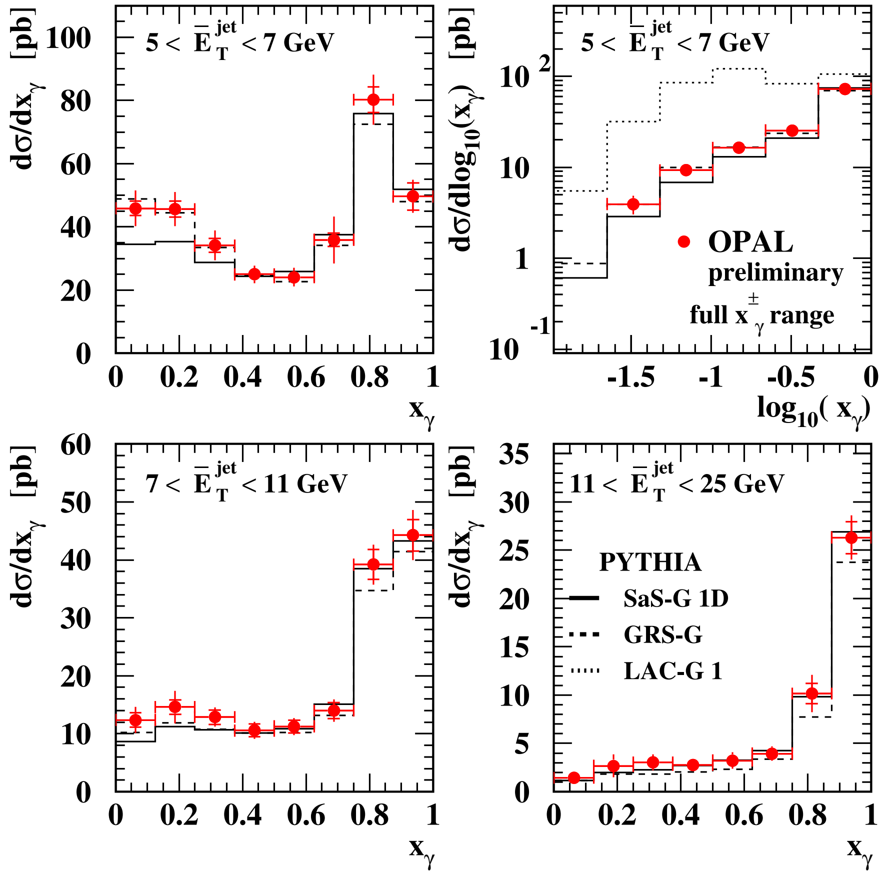


FIG. 2.24 – *Section efficace différentielle des jets mesurée par OPAL*

La section efficace des événements à deux jets est ici donnée en fonction de la fraction d'énergie x_γ et de $log_{10}(x_\gamma)$ pour différents intervalles d'énergie transverse. Les prédictions données par PYTHIA avec différentes fonctions de distribution du parton sont montrées.

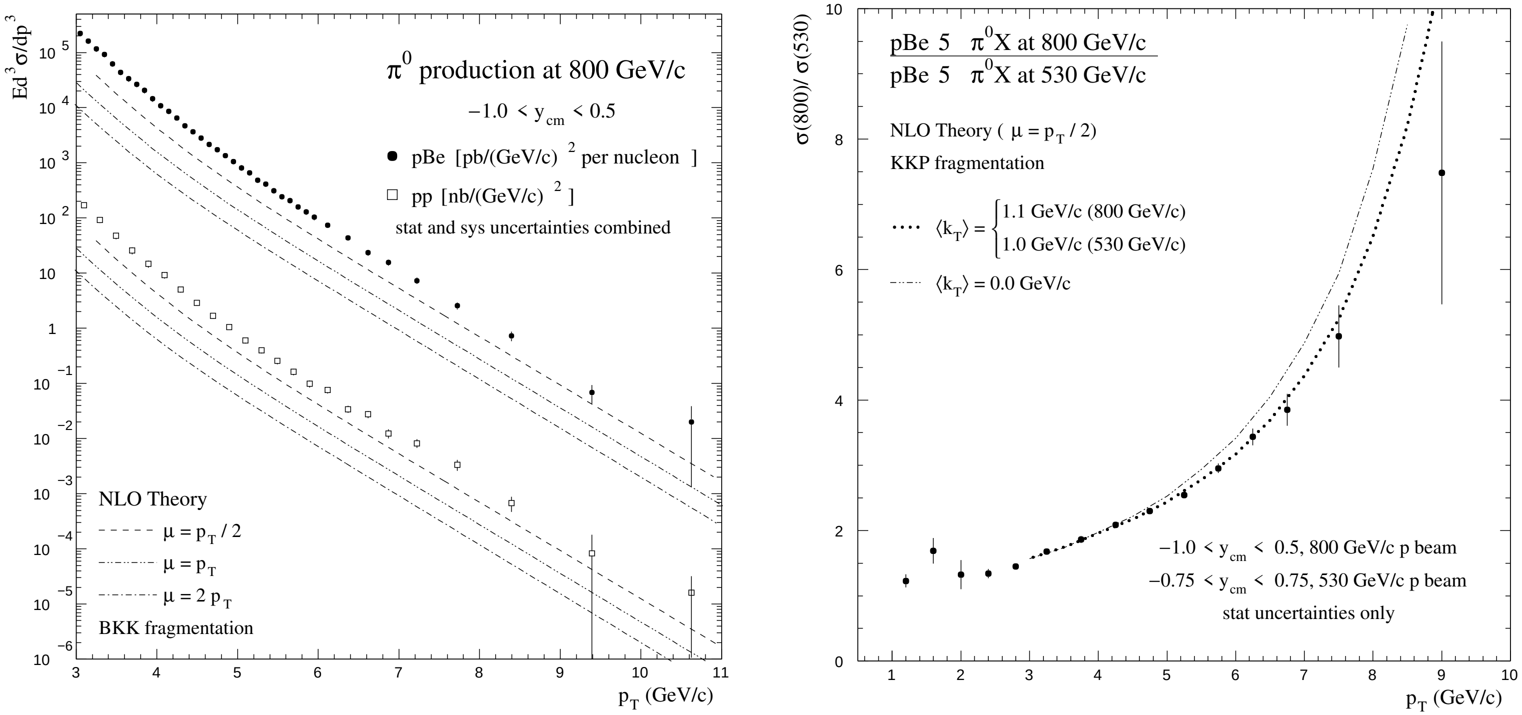


FIG. 2.25 – *Section efficace différentielle des π^0 mesurée par E706*

A gauche, la section efficace de production des π^0 par collisions de deux protons (carrés blancs) ou d'un proton sur un noyau de béryllium (cercles noirs). Les prédictions théoriques sont données avec leur incertitude d'échelle. A droite, le rapport en fonction de p_T entre la production de π^0 par collision d'un proton sur un noyau de béryllium à 800 GeV sur celle mesurée à 530 GeV. Les prédictions théoriques sont données avec différentes distributions pour le k_T intrinsèque des partons dans les nucléons.

type VDM, doivent rentrer en jeu et ne sont pas pris en compte par les calculs. Mais à plus grand p_T, la QCD perturbative est censée être fiable. Dans cette région, le processus dominant est le processus direct. L'utilisation d'autres fonctions de distribution du parton aurait donc un effet négligeable.

Semblable désaccord à grand p_T est également vu par MARKII avec $\sqrt{s} = 29$ GeV et $\langle Q^2 \rangle = 0{,}5$ GeV^2 sur la section efficace $d\sigma/dp_T$. Ce désaccord avait déjà été révélé par Aurenche *et al.* [105] et par Gordon [66]. L'utilisation par Kniehl *et al.* de fonctions de fragmentations plus précises permet de réduire légèrement cette différence, mais ne résoud pas le problème (figure 2.27).

MARKII a par ailleurs mesuré la section efficace de production de K^0_S qui, dans l'intervalle d'impulsions accessibles, ne présente pas de désaccord avec les prédictions théoriques.

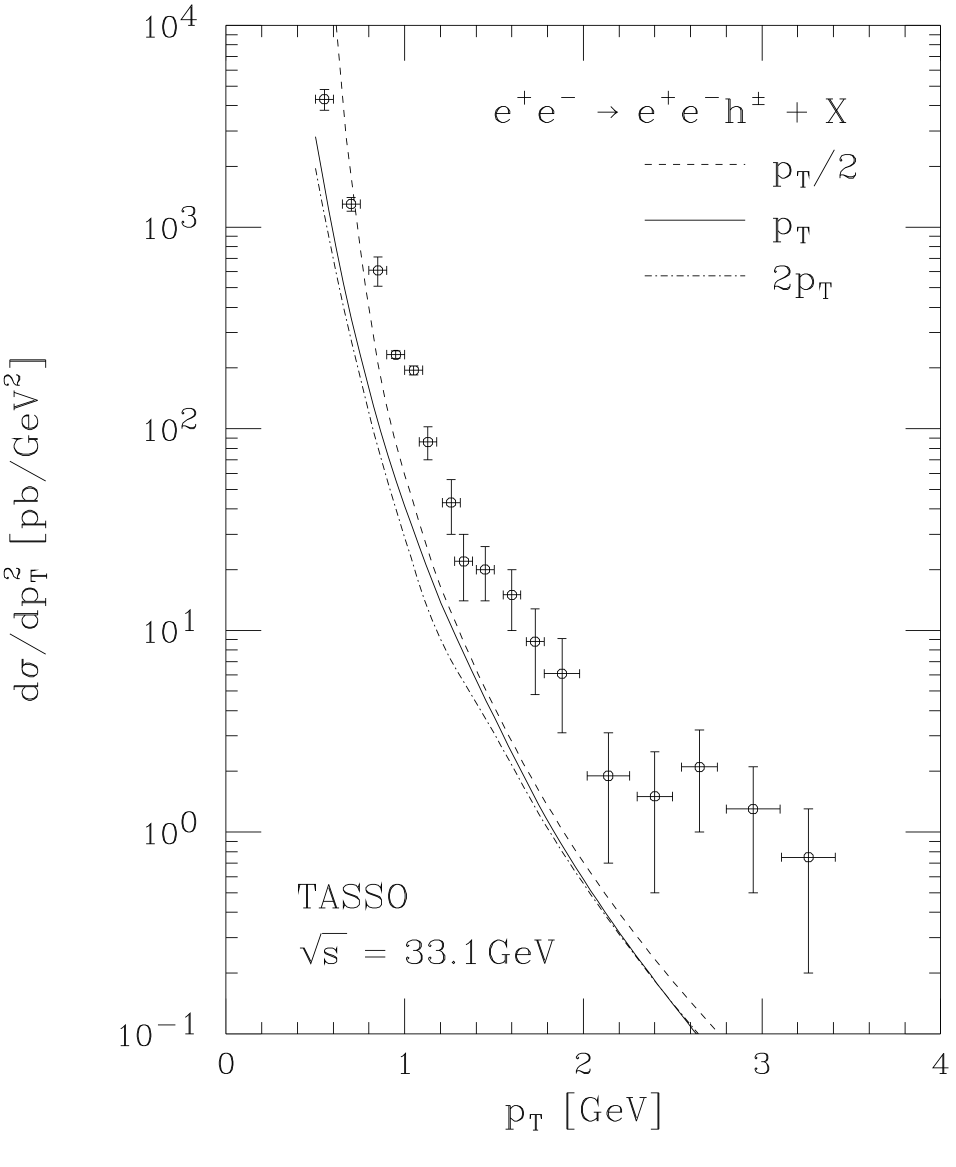


FIG. 2.26 – *Section efficace différentielle des traces chargées mesurée par TASSO*

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ *des événements simplement taggés* $e^+e^- \to e^+e^-h^\pm X$ *est comparée aux prédictions théoriques faites par Kniehl et al. Les lignes traitillées et mixtes donnent l'incertitude d'échelle.*

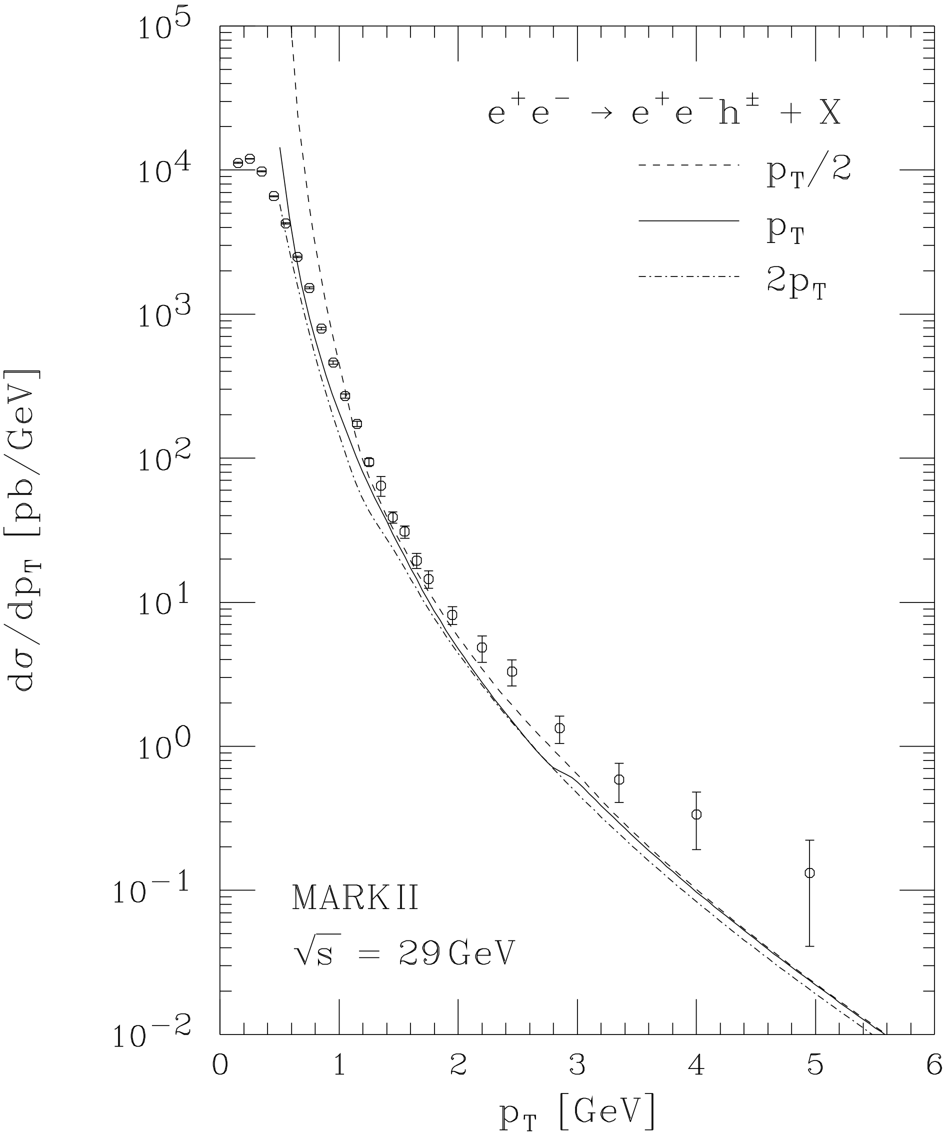


FIG. 2.27 – *Section efficace différentielle des traces chargées mesurée par MARKII*

La section efficace différentielle $d\sigma/dp_T$ des événements simplement taggés $e^+e^- \to e^+e^-h^\pm X$ est comparée aux prédictions théoriques faites par Kniehl et al. Les lignes traitillées et mixtes donnent l'incertitude d'échelle.

Chapitre 3

Description du dispositif expérimental

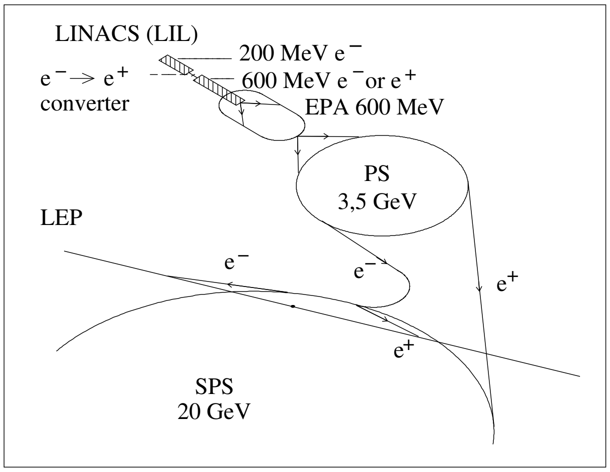
"Quand une question se pose, il en vient tout de suite une autre derrière. Et de question en question, ça ne s'arrête plus."

Georges Hyvernaud,
"La peau et les os"

3.1 LEP

Les premières études pour la construction du "Grand collisionneur d'électrons et de positrons" (LEP) datent de 1976 [106]. De 1983 à 1988, un tunnel de 26,7 km de long est creusé entre 50 et 150 m sous terre, à cheval sur la frontière franco-suisse. Et le 13 août 1989, la première collision e^+e^- a lieu.

Toute une chaîne d'accélérateurs est utilisée afin d'amener ces électrons à de très grandes énergies. Comme montré sur la figure 3.1a, un premier accélérateur linéaire leur donne une énergie de 200 MeV. Les électrons peuvent alors frapper une mince feuille de tungstène et produire des positrons. Un deuxième linéaire accélère électrons ou positrons à 600 MeV. Ils sont alors stockés dans l'EPA, l'anneau d'accumulation électrons-positrons, jusqu'à former des paquets de 10^{10} particules. Le synchrotron à protons (PS) fournit à ces paquets une énergie de 3,2 GeV, puis le super synchrotron à protons (SPS) les pousse jusqu'à 20 GeV. Ils peuvent alors être injectés dans le LEP.



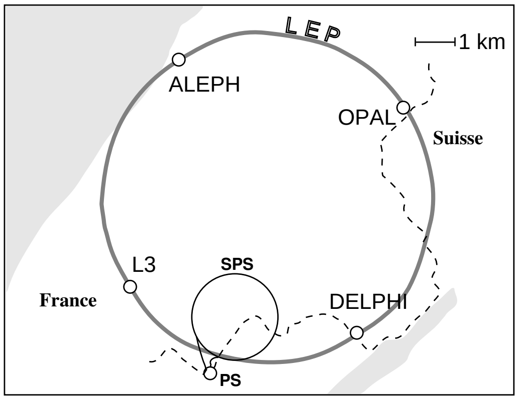


FIG. 3.1 – *Le LEP*

A gauche, la chaîne d'accélérateur qui permet d'injecter des paquets d'électrons et de positrons de 20 GeV dans le LEP. A droite, le LEP et ses quatre points d'interactions vus du dessus. Les lignes droites et courbes se succèdent sur l'ensemble du parcours.

Le LEP est composé de 3000 aimants dipolaires et de 2000 aimants quadripolaires qui servent à la focalisation et la correction de la trajectoire des faisceaux. Ceux-ci circulent dans un tube en aluminium de section ovale de 13 cm sur 7 cm de section. A l'intérieur, le vide est poussé à 10^{-9}-10^{-10} Torr. afin de réduire les interactions entre les faisceaux et des molécules de gaz. L'accélération des faisceaux se fait à l'aide de 128 cavités accélératrices radio-fréquences qui furent petit-à-petit remplacées par 56 cavités en cuivre et 288 en niobium pour atteindre une tension totale maximale de 3650 MV.

A 45 GeV, les électrons perdent $W = 117$ MeV/tour par rayonnement synchrotron : $W = 8{,}85 \times 10^{-5} \times E^4/\rho$ où ρ est le rayon de courbure effectif. Celui-ci vaut 3,1 km et non 4,3 km comme le laisserait penser les dimensions du tunnel, car le LEP n'est pas courbe sur toute sa longueur, des lignes droites sont présentes notamment avant chaque point d'interaction. A 105 GeV, la perte est de 3,5 GeV/tour. On voit que l'on atteint alors les limites de ce que peuvent fournir les cavités accélératrices.

Les faisceaux ont une dimension moyenne aux points d'interaction de 10 μm dans le sens vertical et 250 μm dans le sens horizontal et comportent jusqu'à 5.10^{11} particules/paquet.

Les énergies et luminosités fournies par LEP au cours des années sont données dans le tableau 3.1. On y distingue généralement deux périodes, LEP1 et LEP2, l'une avant et

Année	Energie [GeV]	Luminosité [pb^{-1}]	Nombre de paquets
1989	45,6	1,7	4
1990	45,6	8,6	4
1991	45,6	18,9	4
1992	45,6	28,6	4/8
1993	45,6	40,0	8
1994	45,6	64,5	8
1995	45,6 - 70	46,1	8/12
1996	80,5 - 86	24,7	4
1997	90 - 92	73,4	4
1998	94,5	199,7	4
1999	98 - 102	253,0	4
2000	100 - 104,5	233,?	4

TAB. 3.1 – *Performances de LEP*

Pour chaquee année de fonctionnement est donnée l'énergie du faisceau, la luminosité délivrée à chaque expérience et le nombre de paquets par faisceau.

l'autre après l'année 1995. La précision sur l'énergie est de 1 MeV à LEP1 et 25 MeV à LEP2

Lorsque les électrons ont atteint l'énergie souhaitée, les faisceaux sont reglés pour collisionner avec un maximum de luminosité aux 4 points d'interaction. A chacun de ces points est installé une expérience : DELPHI, OPAL, ALEPH et L3, dans le sens trigonométrique (figure 3.1b). C'est sur cette dernière que nous avons travaillé.

3.2 Le détecteur L3

3.2.1 Vue d'ensemble

Des quatre expériences de LEP, L3 [107] est la plus volumineuse. Pour cette raison, elle fut placée dans la cavité la moins profonde : elle est située à 52 m sous terre et est inclinée de 0.8^o par rapport à l'horizontale.

La figure 3.2 est une vue d'ensemble du détecteur. Sa structure en couche (ou en oignon) est assez classique. De l'intérieur vers l'extérieur on trouve les détecteurs de traces, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques et une chambre à muons. Une des particularités de L3 est de posséder un aimant octogonal de 7800 tonnes situé dans la partie la plus externe du détecteur pour avoir, dans tout celui-ci, un champ magnétique uniforme de 0,5 Tesla. Cet aimant est composé d'une bobine comportant 168 spires d'aluminium, pesant 1000 t, et faisant 11,9 m de long pour 13,6 m de haut. Sa puissance est de 4 MW. Son volume magnétique est 1300 m^3 .

Afin de pouvoir procéder à des opérations d'entretien, de remplacement et de perfectionnement, une partie des sous-détecteurs est installée dans un tube support en acier de 32 m de long, 4,5 m de diamètre et 50 mm d'épaisseur. Ce dernier sépare la partie "interne" (figure 3.3) de la partie "externe" de L3. Nous distinguerons également dans un plan parallèle aux faisceaux, le "tonneau" cylindrique qui constitue la partie centrale des "bouchons" qui viennent fermer l'angle solide de chaque côté. Dans ce même plan, les principaux sous-détecteurs que nous allons décrire forment avec le faisceau les angles donnés dans le tableau 3.2.

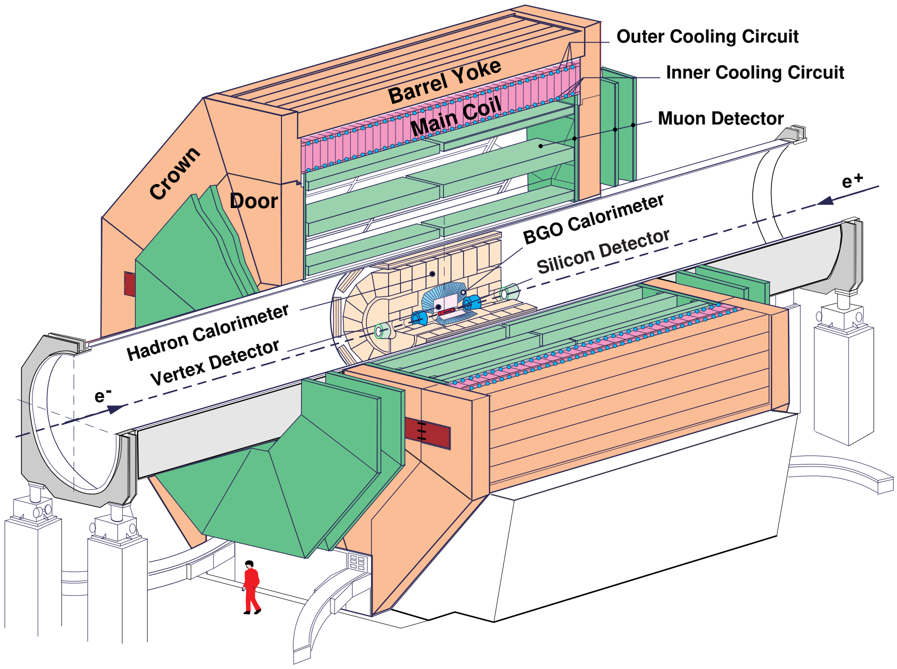


FIG. 3.2 – *Vue d'ensemble de L3*

Une vue en perspective du détecteur. Une silhouette humaine donne une idée de ses dimensions. Le tube support "déborde" de chaque côté du détecteur. A l'extérieur de celui-ci sont situés la chambre à muons et l'aimant. Les sous-détecteurs situés à l'intérieur de celui-ci sont montrés dans la figure 3.3.

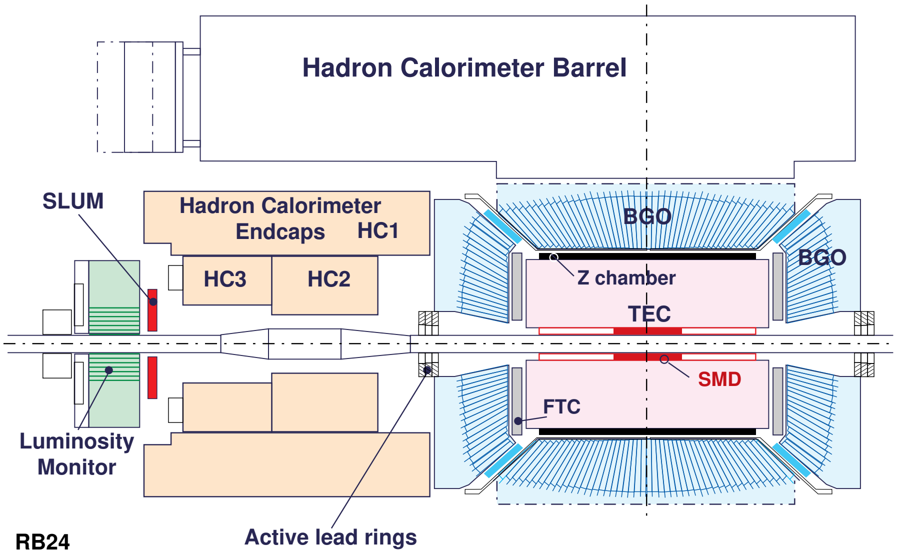


FIG. 3.3 – *Vue des détecteurs internes de L3*
Les sous-détecteurs situés à l'intérieur du tube support sont les compteurs de luminosités, les calorimètres hadroniques et électromagnétiques et l'ensemble des détecteurs de traces.

On définit le repère orthonormé (x, y, z) comme suit : z est parallèle au faisceau, les électrons se déplacent dans le sens des z positifs, x est dirigé vers le centre de LEP, y vers le plafond. L'angle polaire θ, mesuré à partir de l'axe z, varie entre 0 et 180^o, tandis que l'angle azimuthal ϕ, mesuré à partir de l'axe x varie entre 0 et 360^o.

3.2.2 La détection des traces

La partie la plus centrale de L3 est occupée par les différents sous-détecteurs chargés de la détection des traces laissées par les particules chargées [108]. Par ordre d'importance, nous verrons la TEC, le SMD, la chambre Z et les FTC. Une vue schématique des trois premiers est montrée sur la figure 3.4.

La chambre à expansion temporelle (TEC)

La chambre à expansion temporelle (TEC pour "Time Expansion Chamber") est un cylindre de 1 m de longueur et de 48 cm de rayon externe entourant le faisceau. C'est une

Détecteur	Angle (degré)	Pseudorapidité
TEC (62 fils)	45 – 90	0,88 – 0
TEC (1 fil à 61 fils)	13 – 45	2,17 – 0,88
SMD	22 – 90	1,64 – 0
Z	45 – 90	0,88 – 0
FTC	12 – 34	2,25 – 1,19
BGO (tonneau)	42 – 90	0,96 – 0
BGO (bouchons)	12 – 35	2,25 – 1,15
LUMI	25 – 69 mrad	4,38 – 3,37
VSAT	5 – 10 mrad	5,99 – 5,30
ALR	4 – 9	3,35 – 2,54
Scintillateurs	34 – 90	1,19 – 0
HCAL (tonneau)	35 – 90	1,15 – 0
HCAL (bouchons)	5,5 – 35	3,04 – 1,15
MUCH (tonneau)	44 – 90	0,91 – 0
MUCH (bouchons)	24 – 44	1,55 – 0,91

TAB. 3.2 – *Couverture en angle polaire des sous-détecteurs*

La couverture en θ des différents sous-détecteurs est donnée dans le quart de plan $0^o < \theta < 90^o$. Les angles par rapport à l'axe du faisceau sont mesurés en degrés. La pseudorapidité correspondante est calculée.

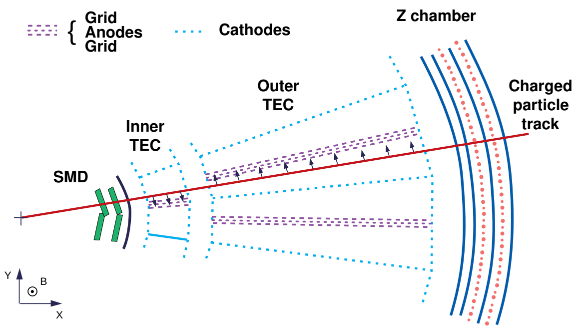


FIG. 3.4 – *Vue en coupe du système de détection des traces*

Dans le plan perpendiculaire au faisceau, on distingue, de l'intérieur vers l'extérieur le SMD, la TEC, divisée en deux parties, et enfin la chambre Z.

chambre à dérive dont les fils sont placés parallèlement au faisceau. La longueur sensible des fils est de 982 mm. Le rayon entre le fil le plus interne et le fil le plus externe, appelé bras de levier, est de 37 cm. Comme nous l'avons vu sur la figure 3.4, on peut distinguer la TEC interne, divisée en 12 secteurs, chacun comportant 8 fils d'anode, de la TEC externe, divisée en 24 secteurs comportant 54 fils d'anode. Le gaz utilisé est un mélange de 80 % de gaz carbonique et de 20 % isobutane. La vitesse de dérive des électrons à l'intérieur de celui-ci est de 6 μm/ns, ce qui est assez lent.

Grâce à une grille, représentée par des traits pleins (symbole 3) sur la figure 3.5, qui sépare la zone de dérive de la zone d'amplification et dont les fils sont à un potentiel nul, on obtient un champ électrique homogène de 0,9 kV/cm dans la zone de dérive. Les fils d'anode sont à 2,9 kV. Dans chaque secteur, on en distingue trois types différents :

- des fils de mesure (symbole 1 sur la figure 3.5) qui sont lus d'un seul côté. Ils permettent de repérer la trace dans le plan $R-\phi$, perpendiculaire au faisceau, mais ne donnent pas d'indication sur la coordonnée z. Il y en a 6 par secteur interne et 31 par secteur externe.
- des fils de division de charge (symbole 2) qui sont lus des deux côtés et qui devaient permettre une détermination de la coordonnée z avec une précision de 2 cm. On en trouve 2 par secteur interne et 9 par secteur externe.
- des fils de grille (symbole 4), groupés par 5 de chaque côté de la région d'amplification. Indiquant de quel côté du plan d'anode la trace est située, ils permettent de lever l'ambiguïté gauche-droite. Il en existe 14 par secteur externe et aucun dans le secteur interne où cette ambiguïté est déjà levée par la présence de 2 secteurs externes pour 1 secteur interne.

La résolution spatiale de la TEC est de 50 μm par fil. L'erreur sur la mesure de l'impulsion est $\delta p/p \simeq 2$ %. La précision dans la coordonée ϕ est de 50 mrad. L'erreur sur la distance dans le plan transverse au faisceau entre le début de la trace et le point d'interaction du faisceau (appelée DCA pour "distance of closest approach") est de l'ordre de 130 μm.

Le détecteur de microvertex au silicium (SMD)

Installé en 1994, le détecteur de microvertex au silicium (SMD) [109] est venu compléter la TEC en s'insérant entre celle-ci et le faisceau pour offrir une meilleure résolution tant spatiale que temporelle sur les traces. Il est composé de 2 couches comportant chacune 12

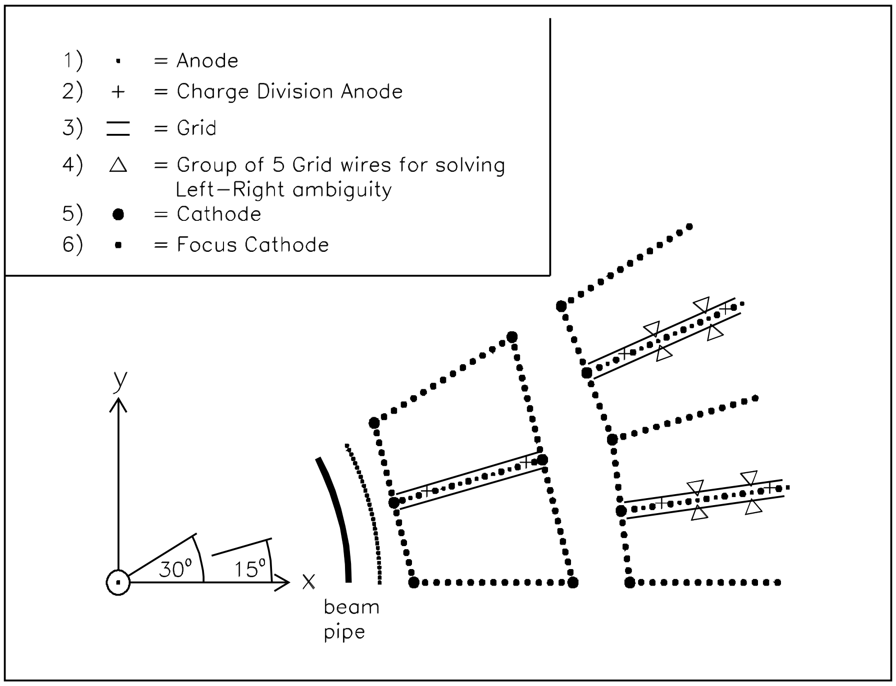


FIG. 3.5 – *La chambre à expansion temporelle (TEC)*

Les différents fils de la TEC interne et externe sont représentés sur cette vue perpendiculaire au faisceau.

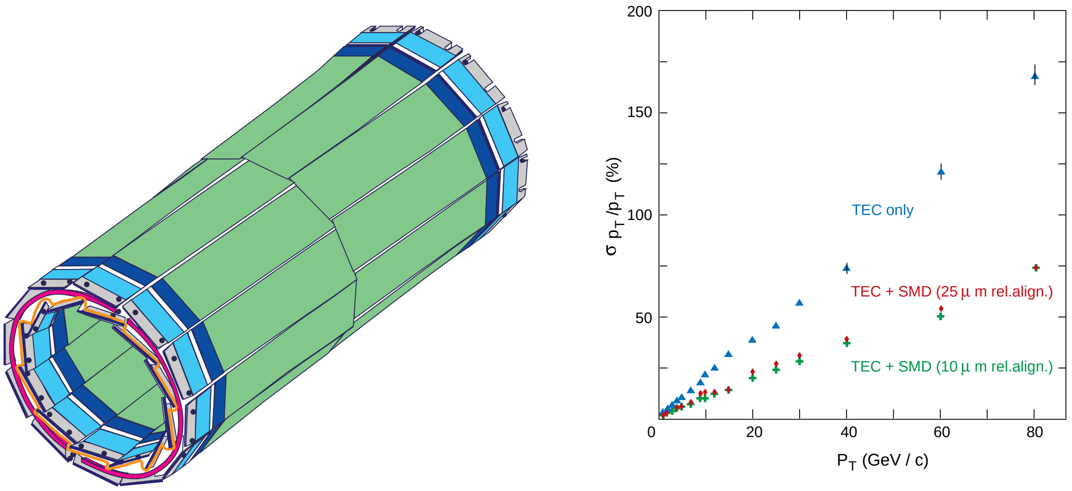


Fig. 3.6 – *Le SMD*

A gauche une vue en perspective du SMD. A droite la résolution en p_T des traces avec et sans l'utilisation des données du SMD. La présence du SMD améliore la résolution d'un facteur proche de 2.

échelles, elle-mêmes divisées en 2 parties comme nous pouvons le voir sur la figure 3.6a. Sur les échelles, des microstrips de silicium sont placés sur chaque face. La couche interne, de 12,4 cm de diamètre, est parallèle à l'axe du faisceau, tandis que la couche externe, de 15,6 cm de diamètre, est tournée de 2^o. L'utilisation des deux couches permet ainsi d'obtenir également une information sur la coordonnée z.

Sa résolution spatiale intrinsèque est de 7 μm dans le plan r-ϕ et 15 μm en z. A l'aide du SMD, la résolution sur l'impulsion transverse des traces est améliorée d'un facteur proche de 2, comme montré dans la figure 3.6b. L'erreur sur la DCA, quant à elle, descend dans une fourchette de 25 à 40 μm.

La chambre Z et les FTC

La chambre Z, située à l'extérieur de la TEC, est une double couche cylindrique de chambre à fils. 920 fils de cathode permettent, dans la région $45^o < \theta < 135^o$, d'augmenter l'information sur la coordonnée z. Sa résolution est près de 320 μm pour des traces traversant la chambre de manière perpendiculaire.

Les chambres à traces avant (FTC pour "Forward Tracking Chambers") [110] sont placées entre la TEC et les bouchons du BGO, perpendiculairement au faisceau. Elles

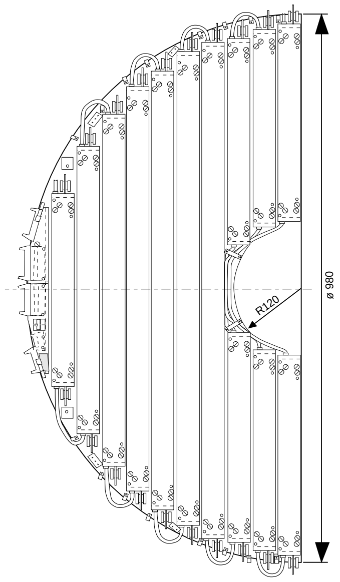


FIG. 3.7 – *La chambre à traces avant*

Une demi-couche de chambre à dérive est montrée dans le plan perpendiculaire au faisceau.

couvrent un angle $12^o < \theta < 34^o$ et $146^o < \theta < 168^o$. Elles sont composées de deux couches perpendiculaires de chambres à dérives. La figure 3.7 montre une demi-couche. La présence, juste devant, du système de lecture de la TEC et des plaques en aluminium assurant la très grande tension des fils de la TEC limite la résolution des FTC à 200 μm.

3.2.3 Les calorimètres électromagnétiques

Le BGO

Le principal calorimètre électromagnétique, le BGO [111], doit son nom aux 10734 cristaux d'Oxyde de Germaniate de Bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$ ou BGO) qui le composent. Ce matériau a une densité très élevée (7,13 g/cm^3) et donc une longueur de radiation très courte (1,12 cm). Chaque cristal fait 24 cm de long, a une surface de 2×2 cm^2 du côté du faisceau et une surface de 3×3 cm^2 du côté opposé, tel celui de la figure 3.8. Deux photodiodes sont placées sur la face arrière de chaque cristal, produisant environs 1200 électrons par MeV avec une efficacité de 70 %. Le temps de réponse, 300 ns, est très court.

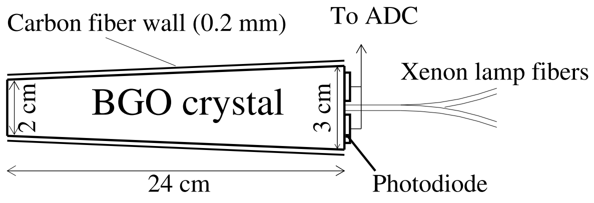


FIG. 3.8 – *Cristal de BGO*

Vue de côté de l'un des 10734 cristaux de BGO qui composent le calorimètre électromagnétique.

Le BGO est divisé en trois parties : un tonneau central et deux bouchons situés de chaque côté. Le tonneau couvre une région angulaire de $41^o < \theta < 139^o$. Il est divisé en deux parties chacune composée de 24 anneaux de 160 cristaux, soit un nombre total de 7680 cristaux. Chaque bouchon comporte 1536 cristaux répartis en 16 anneaux, que l'on distingue sur la figure 3.9, répartis entre $12^o < \theta < 38^o$. Au total le BGO couvre donc la région $12^o < \theta < 168^o$, soit 97 % de l'angle solide, mais un espace (nommé EGAP) de 5^o sépare le tonneau des bouchons.

La résolution en énergie, montrée sur la figure 3.10a, peut être paramétrisée par la formule [112]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}} + b\right)^2 + d^2 + \frac{c^2}{E^2}},$$

où l'énergie E est exprimée en GeV et

$$a = 1{,}54 \times 10^2 \quad \mathrm{GeV}^{0{,}5}$$

$$b = 0{,}38 \times 10^{-2}$$

$$c = 0{,}25 \pm 0{,}15 \times 10^{-2}$$

$$d = 1{,}18 \pm 0{,}11 \times 10^{-2}.$$

Ainsi, des photons de 100 MeV sont mesurés avec une résolution de 5%, et des photons de 45 GeV avec une résolution de 1,5%. Les cristaux sont calibrés, en dehors des moments de prise de données, à l'aide d'une lampe à xénon [113] ou d'un accélérateur appelé RFQ

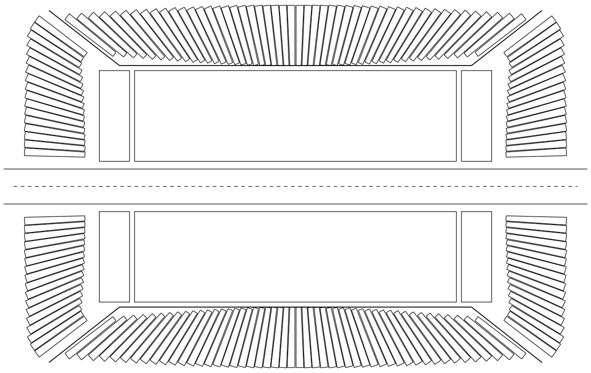


FIG. 3.9 – *Le BGO*

Vue de côté du tonneau et des bouchons du BGO. Les anneaux de cristaux de BGO y sont visibles.

(pour “Radio Frequency Quadrupole”) [114] qui envoit des protons sur une cible de lithium afin de produire des photons.

Notons, pour finir, que les gerbes déposées par des électrons ou des photons et celles déposées par des hadrons ont des formes très différentes, comme on peut le voir sur la figure 3.10b.

Les compteurs de luminosité

Les compteurs de luminosité (ou “LUMI”) [115] sont deux cylindres entourant le faisceau à très bas angle : $31 < \theta < 62$ mrad. Le tube du faisceau limitant le rayon interne des cylindres, ces angles sont atteints en plaçant les LUMI loin du point d'interaction, comme nous l'avons vu sur la figure 3.3. Ils se séparent en deux moitiés durant l'accélération du faisceau afin de ne pas être endommagés par les radiations issues des faisceaux qui, pendant cette période, ne sont pas focalisés pour se rencontrer. Comme montré sur la figure 3.11, chaque compteur est composé de 608 cristaux de BGO répartis sur 8 anneaux. Placé devant chacun d'eux, un détecteur au silicium en limite l'acceptance géométrique. Les LUMI servent entre autre à mesurer les événements Bhabha. La section efficace théorique de ceux-ci est connue de manière très précise, la section efficace expérimentale, mesurée en fonction du temps, permet donc de déterminer la luminosité reçue.

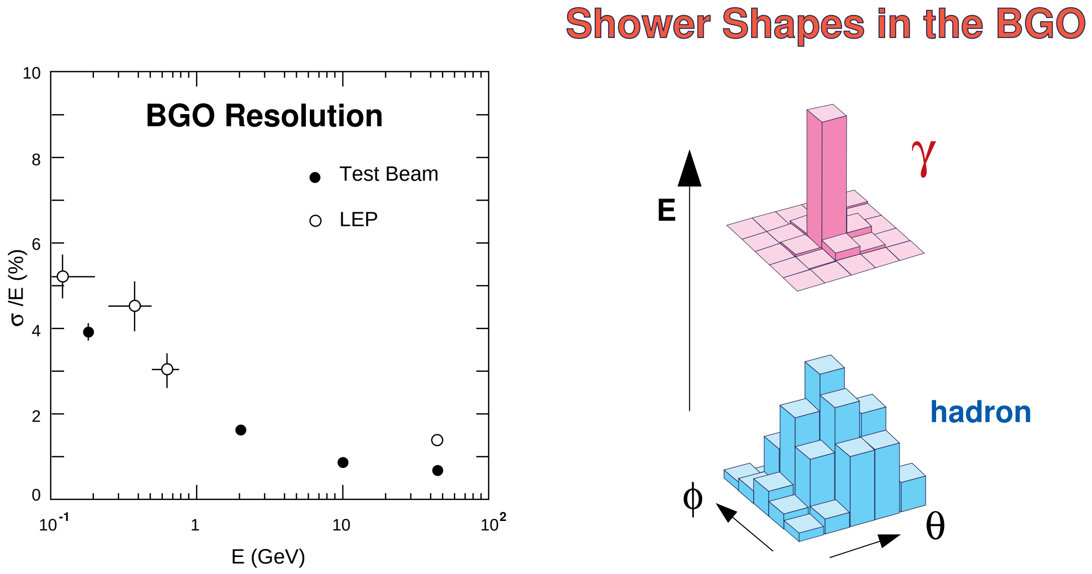


FIG. 3.10 – *Résolution en énergie et forme des gerbes dans le BGO*

A gauche, la résolution en énergie en fonction de l'énergie est montrée pour le faisceau test et pour les calibrations réalisées au LEP. A droite, la forme typique d'une gerbe produite par un photon et celle d'une gerbe produite par le passage d'un hadron.

Les VSAT

En 1996, deux détecteurs à très bas angle (VSAT pour "very small angle tagger") sont venus compléter ce dispositif. Composés de 4 boîtes en aluminium renfermant chacune 24 cristaux de BGO, ils couvrent des angles polaires $5 < \theta < 10$ mrad et des angles azimuthaux $-1 < \phi < 1$ rad et $\pi - 1 < \phi < \pi + 1$ rad. Pour cela, ils sont installés à une très grande distance du faisceau (8,05 m). Malheureusement, situés au-delà des aimant de focalisation, leur utilisation nécessite une étude détaillée du bruit de fond provenant des électrons s'échappant du faisceau.

Les anneaux de plomb actif (ALR)

Les anneaux de plomb actif (ALR pour "active lead rings") [116] furent installés tout d'abord pour protéger la TEC des électrons du faisceau quittant leur trajectoire ("off-momentum electrons"). Par la suite, 5 couches de scintillateurs furent ajoutées entre les couches de plomb : 3 pour mesurer la coordonnée ϕ (chaque couche étant divisée en 16 secteurs décalés de $7{,}5^o$) et 2 pour mesurer la coordonnée θ (chacune divisée en 10 demi-

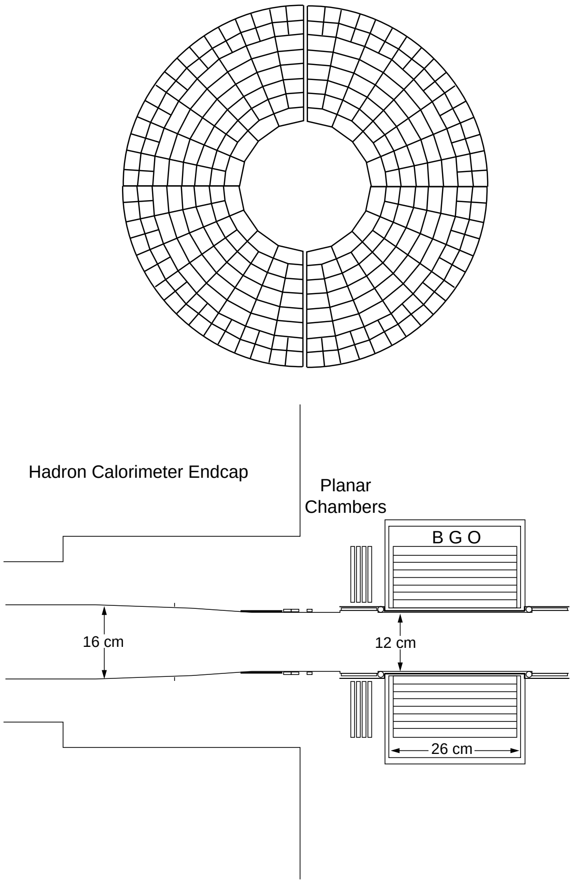


FIG. 3.11 – *Compteur de luminosité*

La vue supérieure, perpendiculaire à l'axe des z, montre la répartition en anneaux des cristaux de BGO. Celle du dessous, parallèle à z, montre la disposition du LUMI et du détecteur à silicium associé autour du tube du faisceau.

cercles). Leur couverture angulaire est $3{,}9^o < \theta < 8{,}67^o$. Leur résolution spatiale est de $4{,}5^o$ en θ et de $2{,}7^o$ en ϕ.

Les scintillateurs

Une couche de trente scintillateurs plastiques est placée entre le BGO et le calorimètre hadronique, couvrant un angle polaire $34^o < \theta < 186^o$ avec une résolution temporelle de 460 ps. Elle permet de distinguer les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ des muons cosmiques. Dans le premier cas, la différence de temps entre l'activation de scintillateurs opposés est nulle, dans le second, elle est proche de 5,8 ns. Les scintillateurs sont utilisés dans le système de déclenchement que nous décrirons ultérieurement.

Le EGAP

Afin de combler l'espace séparant le tonneau du BGO de ses bouchons ("Electromagnetic calorimeter GAP" ou EGAP), en 1995 furent ajoutés des fibres de scintillateurs au plomb réparties en 24 éléments de forme trapézoïdale de chaque côté.

3.2.4 Le calorimètre hadronique (HCAL)

Le calorimètre hadronique [117] est composé de plaques de 5 mm d'uranium 238 (^{238}U) qui a une courte longueur d'absorption et permet donc un arrêt rapide des hadrons. Intercalées entre ces plaques, plus de 8000 chambres à fil proportionnelles permettent la mesure de l'énergie déposée. Ces chambres utilisent un mélange gazeux de 80 % d'argon et de 20 % de CO_2. Chacune couvre une surface dans le plan (θ,ϕ) de $2^o \times 2^o$. Ensembles, comme montré sur la figure 3.12, elles couvrent un angle $5{,}5^o < \theta < 174{,}5^o$ soit 97 % de l'angle solide. Elles sont réparties en plusieurs modules. Le tonneau est divisé en 9 anneaux de 16 modules. Les trois anneaux centraux utilisent de modules longs (910 mm) comprenant 58 plaques d'uranium et 60 chambres à fil, tandis que les six anneaux extérieurs utilisent des modules courts (816 mm) de 51 plaques et 53 chambres. Les bouchons sont divisés en trois anneaux de douze modules.

La résolution en énergie du HCAL est paramétrisée par la formule

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b,$$

avec a=0,55 GeV$^{-1/2}$ et b=0,08.

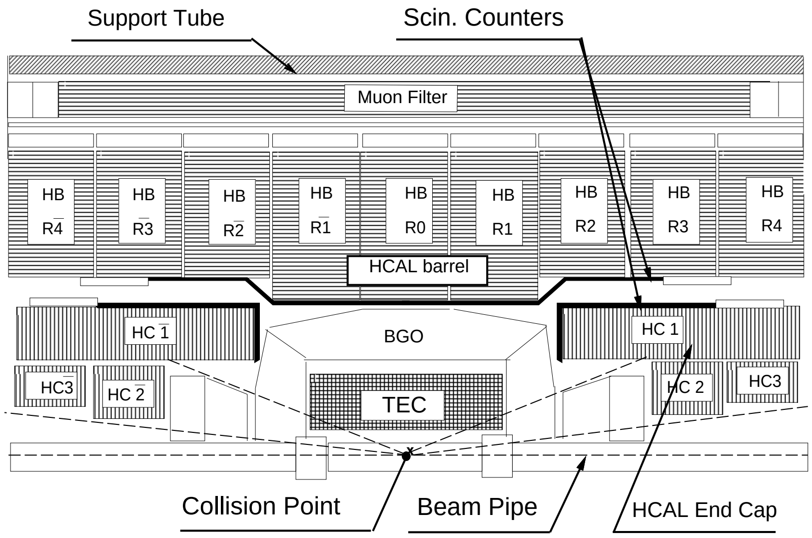


FIG. 3.12 – *Le calorimètre hadronique*

Sur cette vue latérale sont montrés les différents modules composant le tonneau et les bouchons.

3.2.5 Les chambres à muons (MUCH)

Le détecteur à muons [118] a un rayon interne de 2,5 m pour un rayon externe de 5,4 m. Il est divisée en deux parties, une du côté des z positifs et l'autre du côté des z négatifs, chacune composée de huit octants, comme on peut le voir sur la vue générale de L3 (figure 3.2). Le tout couvre $44^o < \theta < 136^o$, soit 76 % de l'angle solide. Chaque octant est composé, comme montré sur la figure 3.13, de trois couches de une puis deux puis encore deux chambres à dérives, comportant respectivement 16, 24 et 16 fils de 5,6 m de long. A ces chambres, appelées chambres “P”, qui mesurent les traces dans le plan perpendiculaire au faisceau, se rajoutent sur la couche médiane et la couche externe deux chambres à dérive décalées afin de mesurer la coordonnée z.

Afin d'augmenter sa couverture angulaire jusqu'à $\theta = 24^o$, 96 chambres à dérive réparties en 3 couches furent ajoutées sur les bouchons en 1995 [119].

Les chambres à muons sont conçues pour détecter des muons de plus de 2 GeV. Leur résolution en impulsion est $\delta p/p = 2$ % pour des muons de 50 GeV passant dans le bouchon. Leur résolution spatiale dans la coordonnée z est de 0,5 mm.

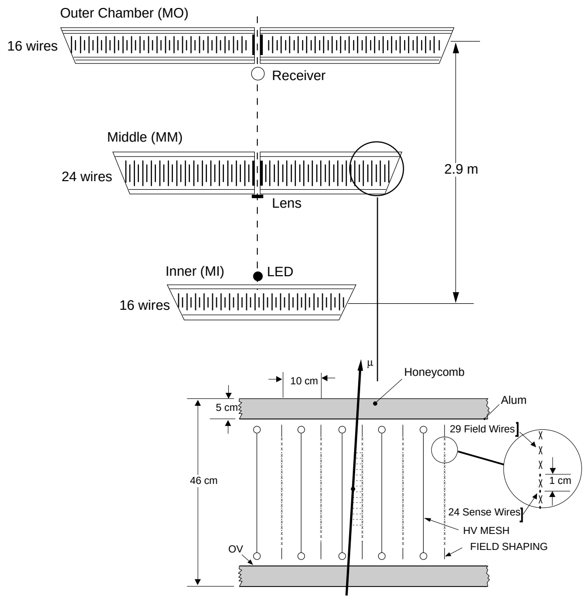


FIG. 3.13 – *Un octant de la chambre à muon*

Vue de côté des 3 couches de chambres à dérive. En bas, le détail des fils qui la composent.

Pour protéger les chambres à muons des hadrons se désintégrant dans le HCAL, un filtre à muons [120] est placé juste à l'extérieur de celui-ci. Le filtre, divisé en huit octants, est formé de six couches de 1 cm d'absorbeur, composé de cuivre à 65 % et de zinc à 35%.

3.3 La prise de données à L3

Nous allons, dans cette section, décrire l'ensemble du système de déclenchement, appelé "trigger", de L3. Ce système, mélange d'électronique et d'informatique, décide de l'enregistrement ou non d'événements. S'il est trop strict, de bons événements seront perdus. S'il ne l'est pas assez, nous enregistrerons énormément de bruit de fond (rayons cosmiques, bruit électronique, collisions entre un électron du faisceau et un atome de gaz ou de la paroi, etc). De plus, l'enregistrement d'un événement nécessite un certain temps pendant lequel le détecteur ne peut pas enregistrer d'autre événement. Il est donc primordial d'essayer d'enregistrer tous les bons événements, mais rien que les bons événements. Pour cela, le trigger est divisé en trois niveaux, du plus basique au plus raffiné.

3.3.1 Les triggers de niveau 1

Le premier niveau de trigger correspond à un OU logique de tous les triggers de niveau 1. La mesure de son efficacité peut donc se faire en regardant le nombre d'événements non sélectionnés par des triggers indépendants. Son taux de déclenchement est d'environ 15 Hz.

Les triggers TEC

Deux triggers regardent ce qui se passe dans la TEC. Le premier (TTEC) [121] s'occupe de la TEC externe tandis que le second (ITEC) [122] s'intéresse à la TEC interne et fut installé en 1997.

Le TTEC, dont j'ai partagé la tâche de maintenance, compare les traces pointant vers le point d'interaction avec des masques programmables. Le masque standard demande au moins deux traces de plus de 150 MeV séparées de 180 ± 60^o. Il est possible d'en modifier les paramètres suivants :

- le nombre de traces,
- l'impulsion transverse minimale des traces,
- l'angle polaire des traces,
- l'angle d'acoplanarité de deux traces,
- le nombre minimal de fils par trace,
- le groupement des fils dans les sous-secteurs.

Le TTEC a une efficacité de l'ordre de 95% pour un taux d'erreur de 0,1%. Son taux de déclenchement varie entre 1 et 10 Hz. Pour ne pas dépasser ce taux durant les deux dernières années de prise de donnée où la luminosité fut très élevée, sa configuration fut modifiée.

Le ITEC repose principalement sur un réseau de neurones qui permet de compter le nombre de “bons” et de “mauvais” secteurs de la TEC interne, c'est-à-dire le nombre de secteurs comportant de bonnes ou mauvaises traces. Pour déclencher, ce trigger demande au moins deux bons secteurs, un nombre de bons secteurs supérieur au nombre de mauvais et la coïncidence avec au moins 1 trace déclarée bonne par le TTEC.

Le trigger en énergie

Le trigger en énergie (TEN) [123] est un OU logique de sous-triggers sensibles aux conditions suivantes :

- l'alignement des gerbes électromagnétiques dans différents segments du BGO. Le seuil de déclenchement en énergie est de 7 GeV ou de 3 GeV si une trace dans la TEC est dans l'alignement de ce segment,
- une énergie totale de 10 GeV minimum dans le tonneau du BGO, ou de 15 GeV dans le tonneau du BGO et dans celui du HCAL, ou 20 GeV dans le tonneau et les bouchons du BGO et du HCAL,
- la détection d'un photon isolé de au moins 1 GeV dans le tonneau,
- la présence d'au moins deux cellules à plus de 5 GeV,
- une énergie de au moins 15 GeV dos-à-dos dans les moniteurs de luminosité,
- un moniteur de luminosité à plus de 30 GeV.

Son taux de déclenchement varie de 1 à 3 Hz.

Les autres triggers

D'autres triggers viennent compléter ce dispositif ; nous citerons principalement :

- le trigger des scintillateurs [124] qui déclenche si au moins 5 des 16 paires de compteurs sont activées dans un intervalle de temps de 15 ns. Son taux est de 0,1 Hz.
- le trigger des muons qui déclenche s'il y a coïncidence entre deux couches P et trois couches z pour un muon, ou bien entre deux P et une z pour un muon et entre deux P pour un deuxième muon. Pour éviter l'enregistrement de muons cosmiques, ce trigger demande également une coïncidence entre les scintillateurs. Son taux est de 1 Hz.

3.3.2 Les triggers de niveaux supérieurs

Tandis que le trigger de niveau 1 est sensible à toute activité dans le détecteur, les triggers de niveaux supérieurs permettent une meilleure suppression du bruit de fond.

Le trigger de niveau 2

Le trigger de niveau 2 [125] déclenche systématiquement si au moins deux triggers de niveau 1 ont déclenché. Trois algorithmes indépendants permettent également de déclencher le trigger en analysant l'un l'énergie déposée, l'autre la qualité des traces de la TEC et le dernier la qualité des traces de la chambre à muons. La prise de décision du trigger de niveau 2 se fait en 500 μs et n'introduit donc aucun temps mort. Pour mesurer son efficacité, 1/20^{e} des événements ne répondant pas à l'une de ces conditions sont toutefois enregistrés.

Le trigger de niveau 3

Le trigger de niveau 3 [126] est un programme informatique qui prend en considération toute l'information des sous-détecteurs. Le temps mis par les triggers de niveau 1 et 2 pour prendre une décision lui permet en effet de disposer d'une information beaucoup plus complète. Une fois encore, la qualité des dépôts d'énergie, des traces de la TEC et de la MUCH sont analysées séparément. Son taux de déclenchement varie entre 3 et 6 Hz. Un événement rejeté sur vingt est, ici aussi, enregistré afin de pouvoir mesurer son efficacité.

3.4 La reconstruction et la simulation des données

3.4.1 Reconstruction des données

Après l'enregistrement des données, le programme de reconstruction REL3 transforme l'information brute du détecteur en quantités physiques (impulsion, énergie, position des particules, etc). On utilise pour cela l'information contenue dans les bases de données [127] sur la calibration et l'alignement des sous-détecteurs.

Trois formats de tailles différentes sont utilisés pour enregistrer les événements : les DRE qui contiennent toute l'information brute, les DSU, plus légers, et enfin les DVN qui ne contiennent plus que l'information sur les particules. C'est ce dernier format que nous utilisons. Dans celui-ci, des banques de données différentes sont utilisées pour les différentes particules : ATRK et TTRK contiennent l'information sur les traces chargées ; AMUI sur les muons, avec ou sans trace dans la TEC et dépôt d'énergie dans le BGO et le HCAL ; ASRC sur les gerbes électromagnétiques et hadroniques.

3.4.2 Simulation des données

Les Monte Carlo sont des outils indispensables aux analyses de physique des particules puisqu'ils permettent de calculer l'acceptance et l'efficacité du détecteur en fonction du processus physique étudié. Nous distinguerons deux étapes dans la simulation des données par Monte Carlo :

- la genération d'événements. Pour chaque type de réaction que l'on veut étudier, des millions d'événements sont générés. Les processus physiques en jeu étant connus, une production aléatoire d'événements peut être faite en respectant les probabilités de chaque interaction possible. Les événements ainsi générés n'ont aucune chance de ressembler, un à un, aux événements détectés. Mais un million d'événements Monte Carlo a, normalement, les mêmes propriétés qu'un million d'événements détectés : la répartition en position, énergie, impulsion, le nombre moyen de particules, la proportion des différentes particules, etc, doivent être identiques.
- la simulation du détecteur. Les particules générées doivent être vue "comme si" elles étaient passées à travers le détecteur. Pour cela, les programmes GEANT et GHEISHA permettent de simuler un L3 "optimal" (SIL3). Les banques de données REL3 et AXL3 permettent ensuite d'y inclure l'information sur l'état du détecteur lors de la prise de données : calibrations, alignement, parties endommagées, configuration des triggers, etc.

Deuxième partie

Production de hadrons dans les collisions de deux photons

Chapitre 4

Méthodes communes pour les analyses d'événements $\gamma\gamma \to$ *hadrons*

"Il est aussi aisé de compter les atomes que de résoudre les propositions d'une amoureuse."

William Shakespeare,
"Comme il vous plaira"

Les trois analyses que nous présentons dans cette thèse considèrent toutes la production de plusieurs hadrons par l'interaction de deux photons quasi-réels. Nous nous proposons de décrire leurs points communs dans le chapitre qui suit afin de limiter, par la suite, les redondances.

4.1 Données utilisées

Les données que nous utilisons ont été enregistrées par le détecteur L3 en 1998 et 1999 pour les analyses de particules isolées et de 1998 à 2000 pour l'analyse des jets. L'énergie du faisceau et la luminosité intégrée délivrées chaque année par LEP sont résumées dans le tableau 4.1. Durant les années 1999 et 2000, l'énergie du faisceau a été augmentée à maintes reprises afin de profiter au maximum des performances de l'accélérateur. Cette dispersion des valeurs de $\sqrt{s}$ est cependant sans influence fondamentale pour l'analyse des événements $\gamma\gamma \to$ *hadrons*.

Après élimination des événements de mauvaise qualité enregistrés pendant les périodes

Année	Energie du faisceau [GeV]	Luminosité délivrée totale [pb^{-1}]	Luminosité enregistrée par L3 [pb^{-1}]
1998	94,5	200	177
1999	96 - 101	253	234
2000	100 - 104,5	233	218

TAB. 4.1 – *Energie et luminosité délivrée par année par LEP*

La luminosité totale délivrée par LEP est donnée, ainsi que la luminosité enregistrée par L3 en dehors des périodes de calibration.

où l'un des sous-détecteurs ou des triggers de L3 ne fonctionnait pas correctement, ainsi que ceux enregistrés durant les périodes de calibration des détecteurs où le LEP fonctionnait à $\sqrt{s} \simeq 91$ GeV, l'énergie dans le centre de masse a une moyenne pondérée par la luminosité de 194,1 GeV et la luminosité totale est 349 pb^{-1} pour les analyses de particules isolées, et valent respectivement 198,4 GeV et 560 pb^{-1} pour l'analyse des jets.

Précisons que l'analyse de la production de π^0 est limitée à grande impulsion transverse par les incertitudes dues aux Monte Carlo, et que l'analyse de la production de hadrons chargés est limitée par la résolution de la chambre à fil. Pour ces analyses, l'ajout des données collectées en 2000 n'aurait pas permis d'améliorer les incertitudes de manière significative, ni d'accéder à des régions de plus grande impulsion transverse.

L'espace de phase étudié est, sauf mention contraire, $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $Q^2 < 8$ GeV^2. La valeur moyenne de la masse est $\langle W_{\gamma\gamma} \rangle \simeq 30$ GeV et la virtualité moyenne $\langle Q^2 \rangle \simeq 0{,}2$ GeV^2.

4.2 Définition des particules

La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$ ne nécessite pas une identification très précise des particules. Les objets vus par le détecteur sont classés en "traces", "gerbes électromagnétiques" et "gerbes hadroniques". Nous allons présenter les coupures les plus larges pour ces catégories. Une fois la sélection des événements faite, ces catégories seront affinées pour chaque analyse particulière.

Les "traces" sont définies par :

- Une coupure sur le vertex de la trace (figure 4.1a). La distance dans le plan transverse du faisceau entre la trace et le point d'interaction (DCA) doit être inférieure à 10 mm. On élimine ainsi les traces produites par des particules cosmiques, des traces mal reconstruites ou des traces issues de désintégrations faibles.

- Des coupures sur la qualité des traces. Les traces doivent toucher au moins 12 fils de la TEC et au moins 60 % des fils présents sur son parcours. Ces deux quantités sont présentées sur les figures 4.1b et 4.1c.
- Des coupures sur l'impulsion transverse des traces, qui doit être comprise entre 100 MeV et 50 GeV. En deça et au-delà de ces limites, les traces forment des spirales ou des lignes presque droites qui rendent imprécise la mesure de leur impulsion.
- Des coupures sur l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau. Au dessus de $|\eta| =$ 1,5, les traces sont rejetées car elles parcourent alors un trop petit nombre de fils. En dessous de $|\eta| = 0{,}0015$, elles le sont car le programme de reconstruction de L3 assigne une valeur de $\eta = 0$ aux traces dont l'angle polaire n'a pas été reconstruit Le cosinus de l'angle polaire est représenté sur la figure 4.1d. Le déficit de traces à $\cos(\theta) \simeq 0{,}8$ est dû au EGAP des calorimètres éléctromagnétiques qui rend difficile la détermination de l'angle polaire.

Par défaut on assigne la masse du pion aux traces ainsi sélectionnées.

Les "gerbes électromagnétiques", aussi appelées "photons", sont définies par :

- Une énergie minimale de 100 MeV.
- Un nombre minimal de 2 cristaux adjacents actifs. Le nombre de cristaux adjacents actifs est représenté sur la figure 4.2a.
- L'absence de trace dans un cône de demi-angle de 200 mrad, comme montré sur la figure 4.2b.
- L'absence de gerbe hadronique associée ayant une énergie supérieure à 20% de l'énergie de la gerbe électromagnétique.

Une masse nulle est associée à ces "photons".

Les "gerbes hadroniques" qui n'ont pas déjà été associées à une trace ou à une gerbe électromagnétique sont aussi considérées comme des particules ayant masse égale à la masse d'un pion.

A très petit angle, dans le moniteur de luminosité, les gerbes mesurées sont séparées en "pions", "photons" ou "électrons". L'énergie dans le LUMI est montrée sur la figure 4.4b après sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$. Les gerbes de plus de 30 GeV sont toutes considérées comme des électrons. Un hadron détecté dans le LUMI a de grandes chances de ne pas déposer toute son énergie dans celui-ci étant donnée sa faible

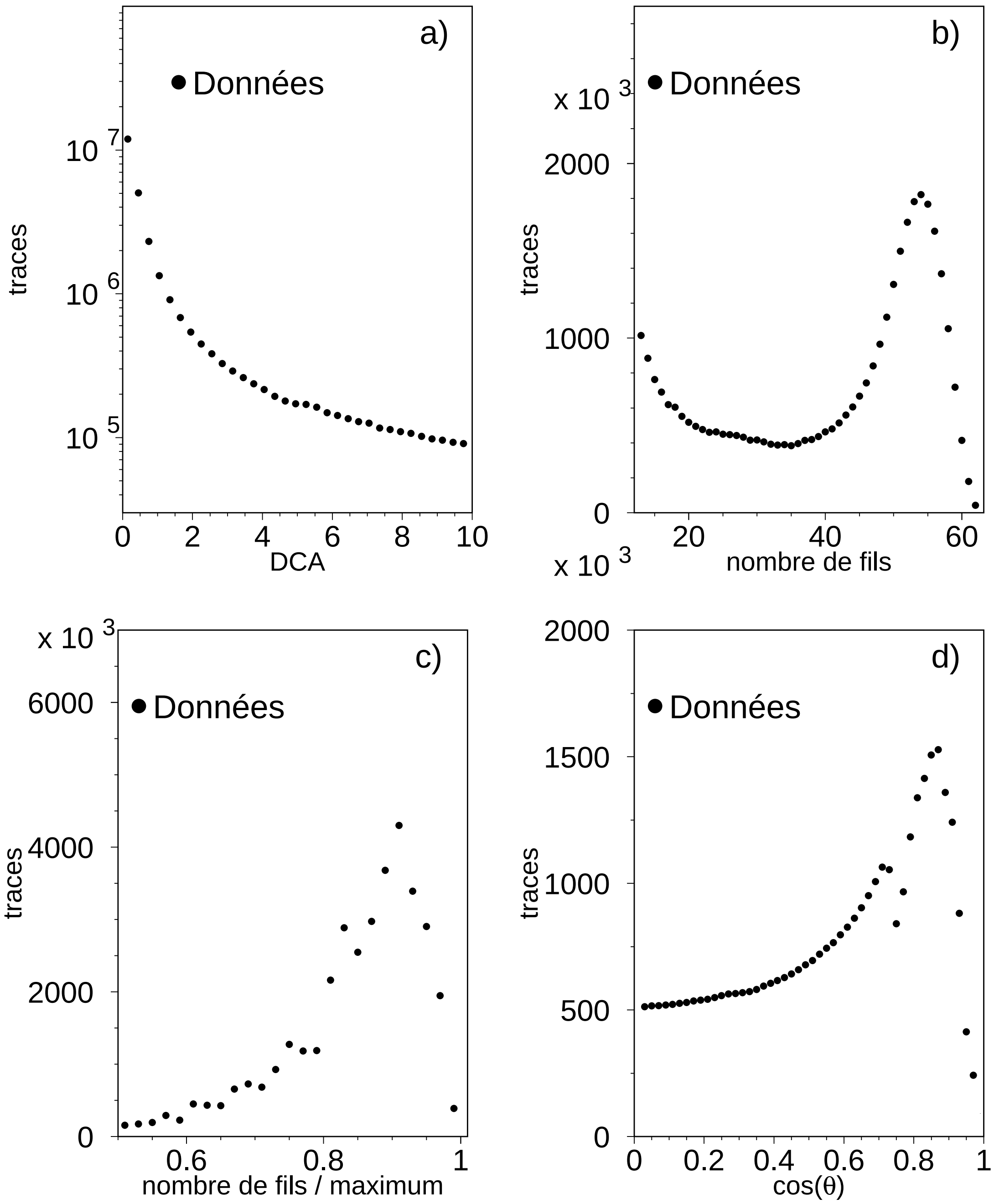


FIG. 4.1 – *Coupures sur les traces*

Les quatre variables suivantes sont représentées avant toute coupure de sélection : a) la distance entre la trace et le vertex primaire, b) le nombre de fils touchés, c) le rapport entre ce dernier et le nombre de fils présents sur le parcours de la particule et d) l'angle entre la trace et le faisceau.

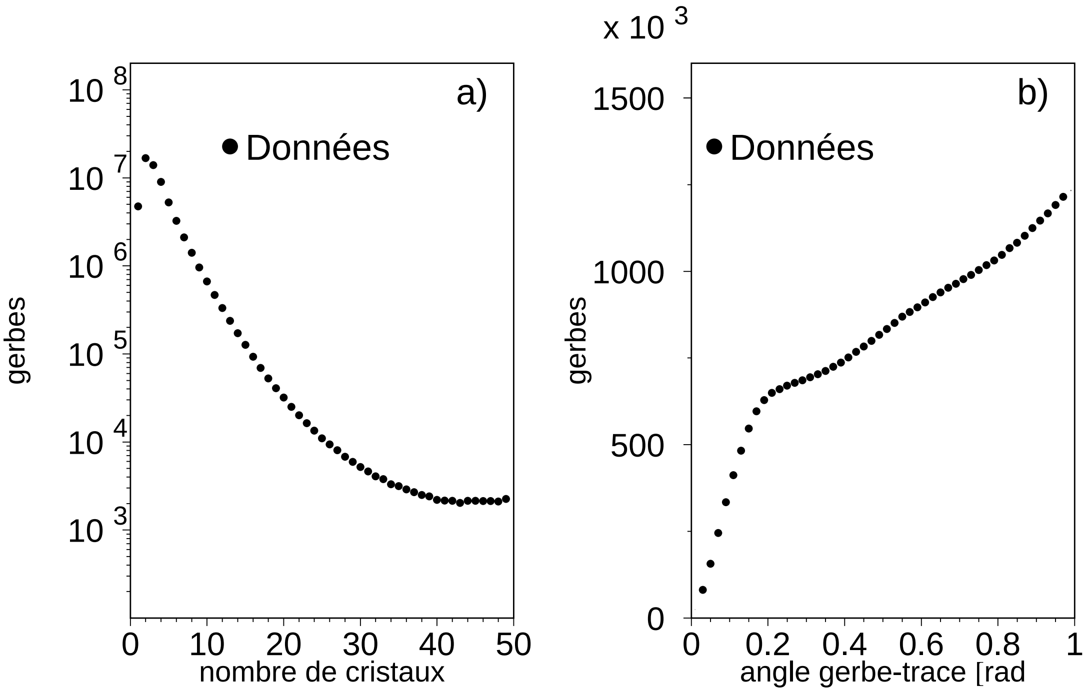


FIG. 4.2 – *Coupures sur les gerbes électromagnétiques*

Sur la figure de gauche, le nombre de cristaux adjacents actifs par gerbe. Sur la figure de droite, l'angle entre une gerbe et toutes les traces de l'événement. Dans les deux cas, aucune coupure n'est faite précédemment.

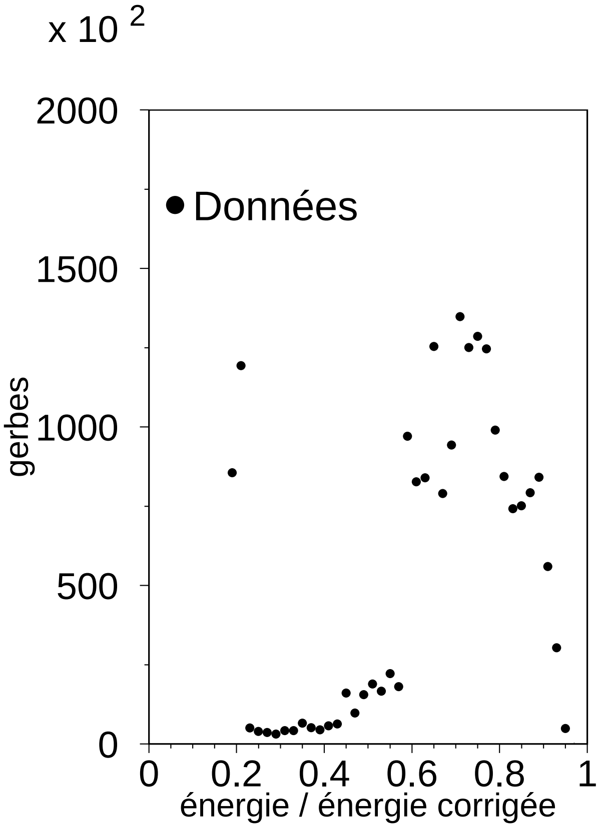


FIG. 4.3 – *Coupure sur les gerbes électromagnétiques dans LUMI*

Le rapport entre l'énergie mesurée et l'énergie corrigée est montré avant toute coupure de sélection.

couverture spatiale et sa faible profondeur. L'énergie des gerbes électromagnétiques est corrigée par un algorithme prenant en compte la répartition d'énergie dans les différents cristaux. Dans le LUMI, les gerbes dont l'énergie mesurée est inférieure à 30% de leur énergie corrigée (voir figure 4.3) ne sont pas prises en compte. Les autres sont considérées comme des pions en dessous de 2 GeV et des photons entre 2 GeV et 30 GeV. Les pions rentrent dans le calcul de W_{vis} avec un facteur multiplicatif égal à 2. Ceci a toutefois peu d'effet car W_{vis} est surtout influencé par l'angle entre les différentes particules.

4.3 Sélection des événements $e^+e^- \to e^+e^- hadrons$

Les coupures pour la sélection d'événements de type $e^+e^- \to e^+e^- hadrons$ ont été optimisées dans L3 pour l'analyse de la section efficace totale $\gamma\gamma \to$ *hadrons* [88]. Elles sont ici reprises telles quelles, à l'exception de l'"anti-tag" légèrement modifié comme expliqué ci-dessous.

Les coupures suivantes sont appliquées :

- La sélection des événements $\gamma\gamma$ nécessite le rejet des événements d'annihilation e^+e^-. Ne sont gardés que les événements dont l'énergie totale mesurée dans les calorimètres hadroniques et électromagnétiques ne dépasse pas 40% de l'énergie du faisceau dans le centre de masse. Le rapport de l'énergie totale sur $\sqrt{s}$ pour les données et les Monte Carlo est montré sur la figure 4.4a. De plus, l'énergie totale dans le calorimètre électromagnétique ne doit pas dépasser 50 GeV.
- La virtualité des photons qui interagissent est limitée par un "anti-tag" : les électrons initiaux doivent être défléchis avec des angles suffisament petits pour ne pas être détectés. Aucune gerbe électromagnétique de plus de 30 GeV dans LUMI ne doit être détectée dans les événements sélectionnés. Dans l'article [88] cette coupure était de 70 GeV. Elle est ici plus contraignante afin d'éviter de reconstruire de faux photons dans LUMI pour la suite de l'analyse. L'energie déposée dans le LUMI est représentée sur la figure 4.4b.
- La sélection des événements avec des hadrons dans l'état final se fait en demandant au moins 6 particules reconstruites pour éviter le bruit de fond dû aux événements $e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$. La figure 4.4c montre le nombre de particules par événement. Notons qu'une pré-coupure de sélection (non décrite ici) a déjà supprimé les événements ayant moins de 4 particules et donc le bruit de fond $e^+e^- \to e^+e^-\mathrm{l}\bar{\mathrm{l}}$.
- L'énergie totale déposée dans les calorimètres électromagnétiques doit être supérieure à 0,5 GeV afin de supprimer les événements qui seraient dus à l'existence d'un bruit de fond électronique dans l'un des sous-détecteurs ou à l'interaction d'un électron du faisceau avec un atome de gaz ou de la paroi du tube.
- Pour finir, la masse visible (W_{vis}) de toutes les particules reconstruites doit être supérieure à 5 GeV. La distribution des événements en W_{vis} est montrée dans la figure 4.4d.

Après ces coupures, près de 2 millions d'événements sont sélectionnés pour les analyses de hadrons isolés et 3 millions pour l'analyse des jets. Le bruit de fond, composé principalement d'événements d'annihilation $e^+e^- \to hadrons$ et d'événements $\gamma^*\gamma^* \to \tau^+\tau^- \to hadrons$, représente moins de 1 % du total des événements sélectionnés. La variation du bruit de fond en fonction des variables cinématiques étudiées sera décrite plus loin. A l'exception de la distribution de la multiplicité, les Monte Carlo reproduisent correctement les données pour les variables utilisées.

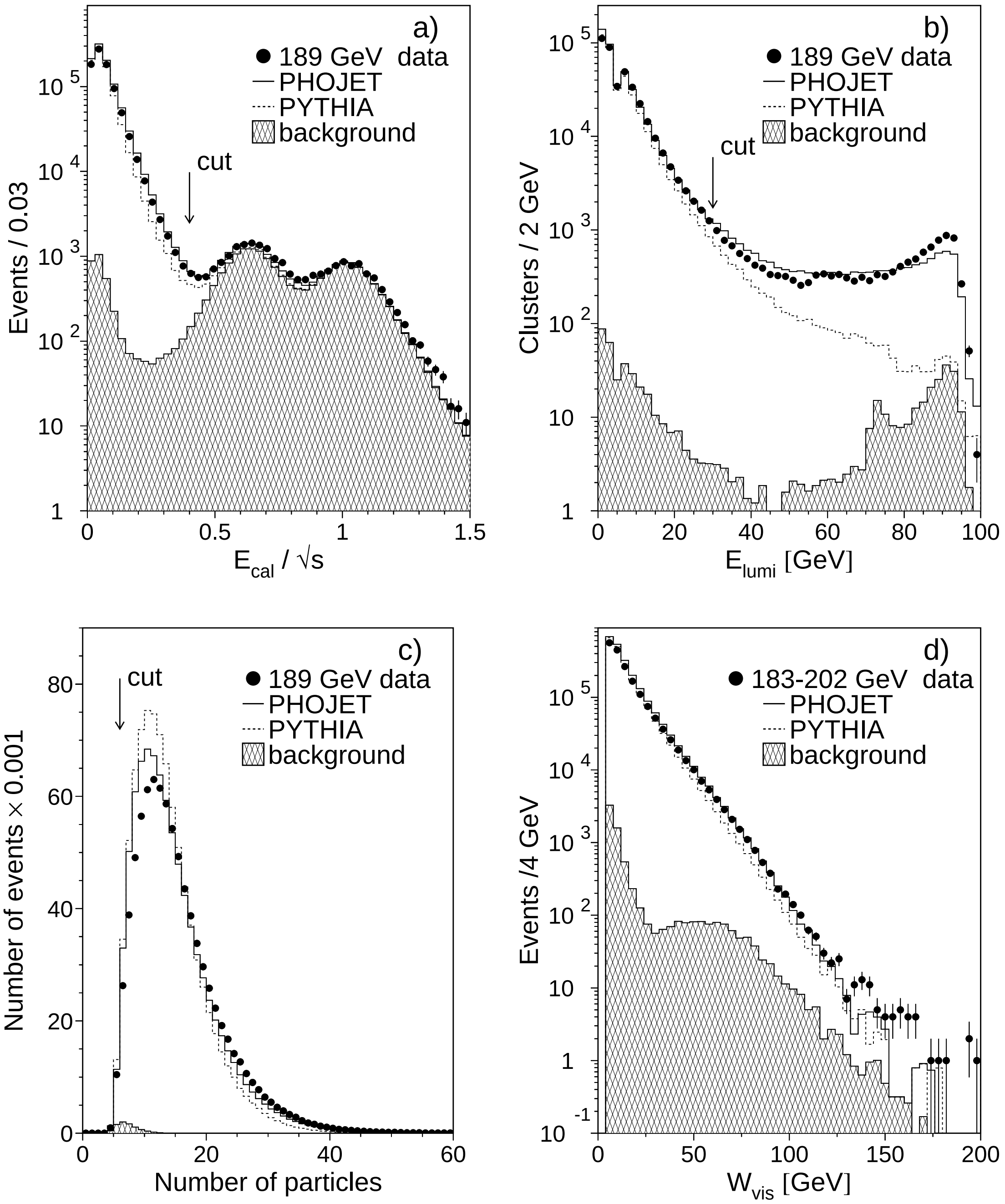


FIG. 4.4 – *Coupures de sélection*

Le rapport entre l'énergie totale mesurée dans les calorimètres et l'énergie du faisceau, l'énergie déposée dans le LUMI, le nombre de particules et la masse visible sont pésentés. Les coupures sur toutes les variables autres que celles représentées sont réalisées (distributions "N-1"). Les Monte Carlo sont normalisés à la luminosité expérimentale. Un très bon accord entre données et Monte Carlo est trouvé, sauf pour l'énergie dans le LUMI pour PYTHIA puisque la version utilisée ne génère les photons virtuels que pour $Q^2 < m_\rho^2$ à l'aide de la formule EPA (équation 2.2). La contribution des événements d'annihilation avec et sans radiation dans l'état initial est clairement visible sur la première figure.

4.4 Calcul de l'efficacité

Les événements générés, après simulation des effets du détecteur, subissent toujours exactement la même analyse que les données. Dans chaque intervalle des variables étudiées, l'efficacité de reconstruction se calcule comme le rapport du nombre de particules ou de jets reconstruits sur le nombre de particules ou de jets générés et inclus donc les effets d'acceptance.

L'enregistrement des événements $\gamma\gamma$ est principalement déclenché par le trigger TTEC. L'efficacité des triggers de niveau 1 est calculée à partir des données en comparant le nombre d'événements acceptés par les triggers TTEC et TEN qui sont indépendants. L'efficacité des triggers de niveau 2 et 3 est calculée à l'aide des événements non-selectionnés mais aléatoirement enregistrés ("prescaled events"). L'efficacité totale des triggers varie typiquement de 80% à basse impulsion transverse à 100% à grand p_T.

Chapitre 5

Production inclusive de pions neutres

"Il est sûr du troisième chiffre après la virgule, c'est sur le premier qu'il hésite."

Gaston Bachelard,
"La formation de l'esprit scientifique"

Ce chapitre présente l'analyse de la production inclusive de π^0 dans les réactions $\gamma\gamma \to$ *hadrons*. Les pions neutres sont mesurés dans l'intervalle d'impulsion transverse $0{,}2 \leq p_T \leq 20$ GeV et dans les intervalles de pseudorapidité $|\eta| \leq 2{,}3$ et $3{,}4 \leq |\eta| \leq 4{,}3$ dans la région cinématique définie au chapitre précédent : $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV avec une moyenne $\langle W_{\gamma\gamma}\rangle \simeq 30$ GeV et $Q^2 < 8$ GeV^2 avec une moyenne $\langle Q^2\rangle \simeq 0{,}2$ GeV^2.

5.1 Méthode

5.1.1 Définition des particules étudiées

Dans 98,8 % des cas [128], les π^0 se désintègrent par interaction électromagnétique en deux photons avec une durée de vie de $8{,}4 \pm 0{,}6 \times 10^{-17}$ s et donc une largeur de $7{,}7 \pm 0{,}6$ eV. Les photons que nous utilisons répondent aux critères que nous avons définis dans le chapitre précédent. Les photons dans le BGO sont pris en considération pour $|\eta| < 2{,}25$, c'est-à-dire tant dans le tonneau que dans les bouchons. Les photons dans le LUMI sont

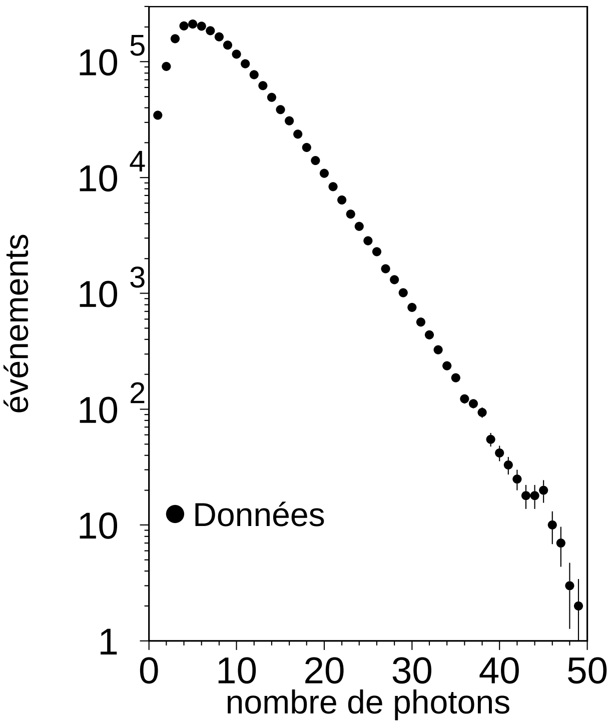


FIG. 5.1 – *Nombre de photons par événement*

étudiés pour des pseudorapidités comprises entre $3{,}37 < |\eta| < 4{,}38$. Dans tous les cas leur énergie est corrigée par un algorithme de L3 prenant en compte la répartition spatiale de l'énergie déposée et en faisant l'hypothèse qu'il s'agit de gerbes électromagnétiques.

5.1.2 Analyse des événements où le pion neutre est identifié par les deux photons de désintégration

Les événements qui nous intéressent comportent en général un grand nombre de photons (voir figure 5.1). Evénement par événement, il est donc impossible de déterminer quels photons proviennent de la désintégration de π^0.

En revanche pour chaque paire de photons (i,j) on peut calculer leur masse effective :

$$m_{\gamma\gamma}^{ij} = \sqrt{(E_\gamma^i + E_\gamma^j)^2 - (p_{x\,\gamma}^i + p_{x\,\gamma}^j)^2 - (p_{y\,\gamma}^i + p_{y\,\gamma}^j)^2 - (p_{z\,\gamma}^i + p_{z\,\gamma}^j)^2}.$$

où E_γ^i et $p_{x,y,z\,\gamma}^i$ représentent l'énergie et les composantes de l'impulsion du photon i. La

p_T [GeV]	Données Masse [MeV]	Données Largeur [MeV]	PYTHIA Masse [MeV]	PYTHIA Largeur [MeV]	PHOJET Masse [MeV]	PHOJET Largeur [MeV]
0,2 - 0,4	134,0±0,1	8,2±0,1	133,1±0,1	8,0±0,1	133,3±0,1	7,8±0,1
0,4 - 0,6	134,6±0,1	7,1±0,1	133,9±0,1	6,6±0,1	134,0±0,1	6,7±0,1
0,6 - 0,8	135,0±0,1	6,7±0,1	134,6±0,1	6,2±0,1	134,7±0,1	6,3±0,1
0,8 - 1	135,2±0,1	6,6±0,1	135,0±0,1	6,4±0,1	135,0±0,1	6,2±0,1
1 - 1,5	135,7±0,1	6,6±0,1	135,4±0,1	6,2±0,1	135,5±0,1	6,4±0,1
1,5 - 2	135,8±0,1	7,3±0,1	135,7±0,3	7,1±0,3	135,9±0,2	6,9±0,2
2 - 3	136,0±0,2	8,1±0,2	137,6±0,5	8,2±0,6	135,6±0,3	7,8±0,4
3 - 4	133,8±0,9	13,7±1,1	138,3±1,7	6,5±1,9	134,9±1,3	8,8±1,5
4 - 5	129,2±3,5	19,9±4,1	126,1±2,2	11,7±2,4	122,4±3,2	10,9±2,4

TAB. 5.1 – *Masse et largeur des π^0 reconstruits en fonction de p_T pour $|\eta| < 0{,}5$.*

valeur de m_{ij} pour l'ensemble des paires de photons dans les données sélectionnées est représentée sur la figure 5.2a. On y distingue clairement un pic autour de la masse du π^0 (135,0 ± 0,1 MeV [128]). Il est ainsi possible de déterminer le nombre total de π^0 produits dans l'ensemble des événements. Pour cela nous paramétrisons le pic à l'aide d'une courbe de Gauss et le bruit de fond à l'aide d'un polynôme de Tchébitchev du troisième degré. La largeur du pic, due à la résolution du détecteur, est bien simulée par les Monte Carlo. Sur tout l'intervalle de p_T et de $|\eta|$ étudié, celle-ci varie entre 6,5 et 19,9 MeV, comme montré dans les tableaux 5.1 et 5.2. Les valeurs de la masse et de la largeur du π^0 fluctuent légèrement avec p_T et η. Nous n'avons toutefois pas jugé nécessaire d'appliquer une correction à ces valeurs puisque, comme on le constate sur les figures 5.2, le signal se détache toujours très clairement du bruit de fond, et que les variations sont correctement reproduite par les simulations Monte Carlo.

Détecteur	$\lvert\eta\rvert$	Données Masse [MeV]	Données Largeur [MeV]	PYTHIA Masse [MeV]	PYTHIA Largeur [MeV]	PHOJET Masse [MeV]	PHOJET Largeur [MeV]
Tonneau	0 - 0,2	135,6±0,1	7,0±0,1	135,7±0,2	6,4±0,1	135,5±0,1	6,7±0,1
	0,2 - 0,4	135,8±0,1	6,8±0,1	135,5±0,2	6,7±0,1	135,6±0,1	6,5±0,1
	0,4 - 0,6	135,8±0,1	6,7±0,1	135,5±0,2	6,6±0,1	135,2±0,1	6,5±0,1
	0,6 - 0,8	135,9±0,1	6,5±0,1	135,4±0,3	6,8±0,1	135,3±0,1	7,3±0,2
Tonneau + bouchons	0,8 - 1,4	133,9±0,1	9,2±0,2	135,0±1,1	11,7±0,1	133,5±0,5	13,1±0,7
Bouchons	1,4 - 1,6	131,8±0,3	10,3±0,3	132,8±0,5	10,3±0,3	132,0±0,3	10,0±0,3
	1,6 - 1,8	131,2±0,3	10,8±0,4	131,8±0,4	9,2±0,4	131,9±0,3	10,7±0,3
	1,8 - 2	129,9±0,4	11,5±0,5	132,1±0,4	10,4±0,5	132,3±0,3	11,0±0,4
	2 - 2,2	126,6±0,6	14,7±0,6	130,6±0,6	11,2±0,8	130,6±0,4	11,6±0,5
LUMI	3,4 - 4,3	142,6±0,5	14,4±0,5	138,7±0,7	12,8±0,7	137,6±0,4	13,9±0,5

Tab. 5.2 – *Masse et largeur des π^0 reconstruits en fonction de $|\eta|$ pour $p_T > 1$ GeV.*

Le bruit de fond le plus important est dû d'une part à la combinatoire : N π^0 se désintégrant en $2N$ photons conduisent à la formation de $(2N-1)+(2N-2)+...+2+1 = N(2N-1)$ paires différentes. D'autre part, un ou plusieurs photons peuvent se perdre dans des zones aveugles du détecteur. Et enfin, nous pouvons être en présence de photons provenant de la désintégration d'autres particules.

Pour chaque paire de photon, nous reconstruisons la quadri-impulsion du candidat π^0 ($E^{ij}_{\gamma\gamma} = E^i_\gamma + E^j_\gamma$, $\vec{p}^{\,ij}_{\gamma\gamma} = \vec{p}^{\,i}_\gamma + \vec{p}^{\,j}_\gamma$) et nous comptons le nombre de π^0 reconstruits dans chaque intervalle de p_T et $|\eta|$ ainsi mesurés. Les résultats sont présentés pour différents intervalles dans la figure 5.2b, c, d et seront discutés ultérieurement dans le tableau 5.5.

5.1.3 Analyse des événements où les deux photons finaux forment une seule gerbe électromagnétique

Lorsque l'impulsion des π^0 augmente, l'angle formé par les deux photons de désintégration se ferme. Les deux gerbes électromagnétiques détectées dans le BGO se rapprochent, comme le montre la figure 5.3, et il devient impossible de les séparer.

Pour $p_T > 4$ GeV, nous avons donc traité comme des π^0 les gerbes électromagnétiques jusqu'alors considérées comme des photons individuels. Dans l'intervalle $4 < p_T < 5$ GeV, les deux méthodes donnent des résultats totalement cohérents. Il est à noter que dans cet intervalle, nous avons pris soin, afin de ne pas augmenter artificiellement l'efficacité, de ne pas considérer comme de possibles π^0 les gerbes qui, appariées à une autre gerbe, forment un objet dont la masse se situaient à moins de trois écarts standards de la masse d'un π^0. Tout double comptage entre les deux méthodes est ainsi évité.

5.1.4 Calcul de l'efficacité

Les bins en p_T et η sont choisis pour être plus larges que la résolution du détecteur et pour obtenir une statistique suffisante dans chacun d'entre eux. Les corrections pour l'efficacité se font donc bin par bin. Pour calculer l'efficacité de reconstruction, nous avons utilisé les générateurs PHOJET et PYTHIA qui sont traités comme les données. Même si le nombre d'événements générés, notamment à grande impulsion transverse, est différent entre PHOJET et PYTHIA, l'efficacité mesurée par chacun est similaire, dans la limite des incertitudes statistiques. Nous avons donc, pour calculer l'efficacité, utilisé la somme des événements des deux générateurs. Ceci équivaut à une moyenne pondérée des efficacités

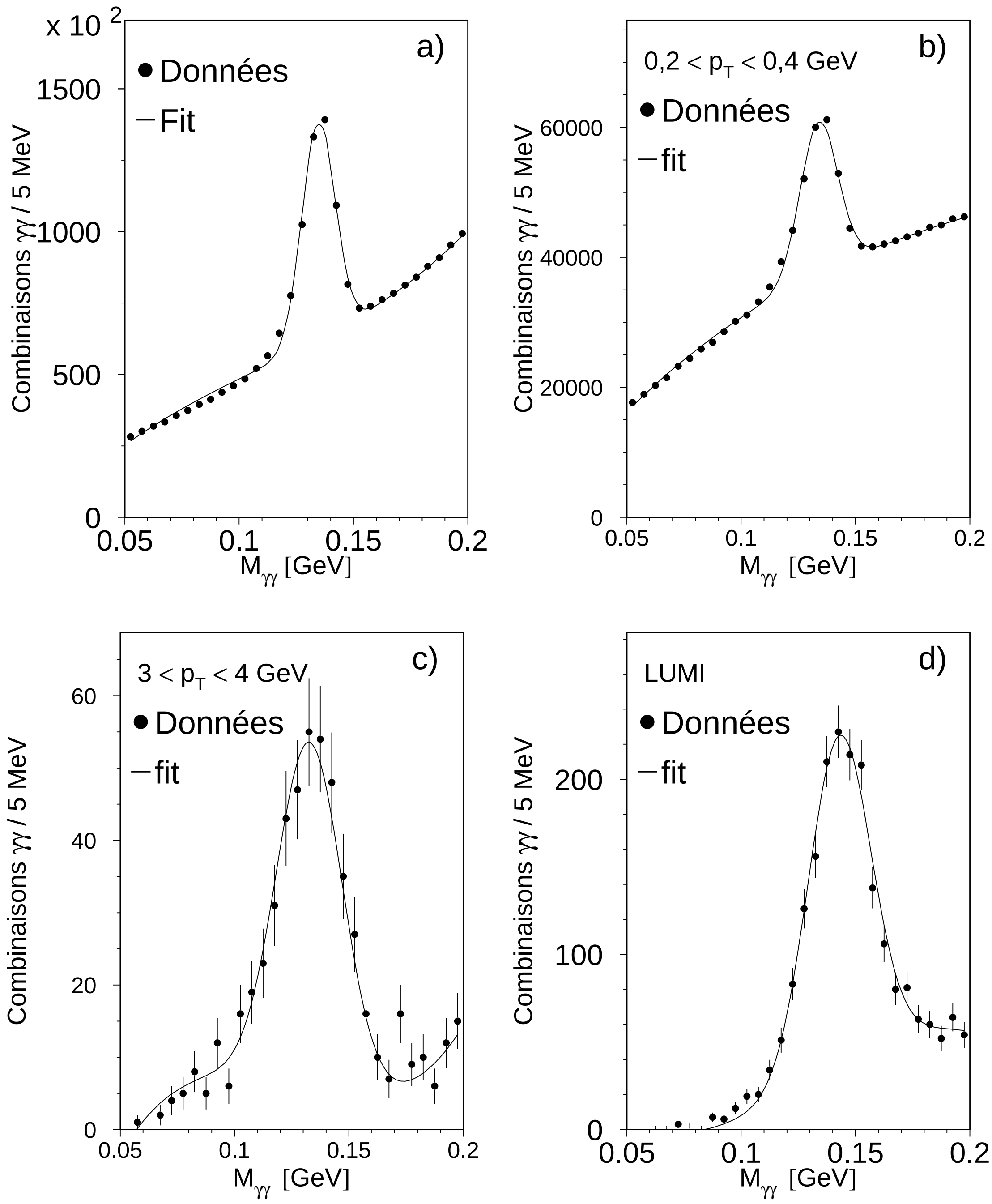


FIG. 5.2 – *Masse des systèmes de deux photons*

La masse de tous les systèmes de deux photons est représentée pour différents intervalles de p_T. Le pic du π^0 se distingue très nettement au dessus du bruit de fond. La dernière figure représente la masse des systèmes de deux photons lorsque ceux-ci sont détectés dans LUMI.

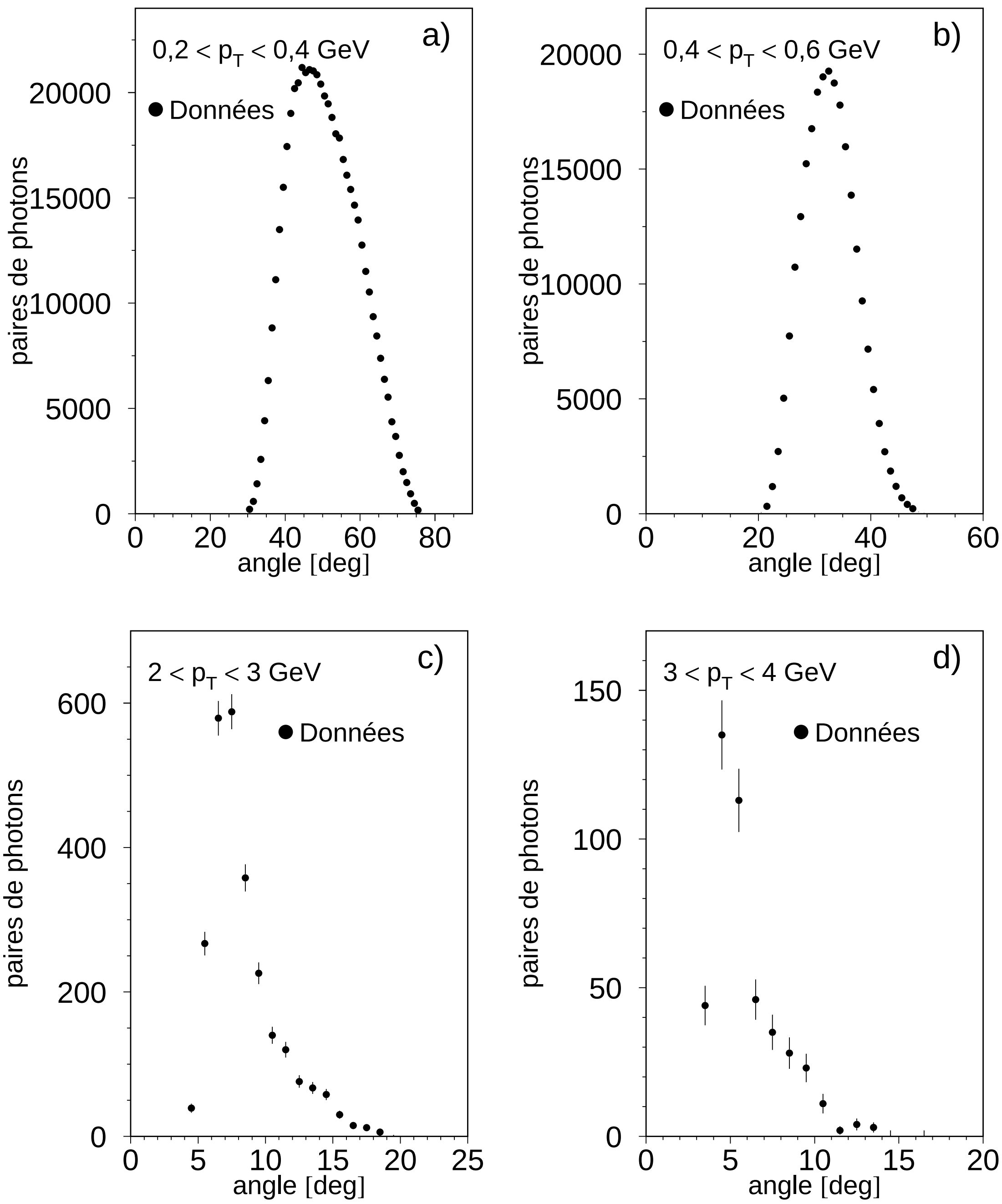


FIG. 5.3 – *Angle entre les deux photons dans la région du signal*

Ces figures représentent l'angle (en degrés) entre les deux photons lorsque la masse du système est proche de la masse du π^0 *et qu'il se trouve dans la région* $|\eta| < 0{,}5$*. La première couvre* $0{,}2 < p_T < 0{,}4$ *GeV , la deuxième* $0{,}4 < p_T < 0{,}6$ *GeV, la troisième* $2 < p_T < 3$ *GeV et la quatrième* $3 < p_T < 4$ *GeV. Plus l'impulsion augmente et plus l'angle formé par les deux photons dans le repère du laboratoire se referme. A grand* p_T*, le détecteur ne peut plus distinguer les deux photons.*

p_T [GeV]	Niveau 1	Niveaux 2 et 3
0,2−0,4	0,945±0,001	0,843±0,003
0,4−0,6	0,938±0,002	0,883±0,003
0,6−0,8	0,931±0,003	0,913±0,004
0,8−1	0,933±0,004	0,944±0,005
1−1,5	0,926±0,004	0,954±0,006
1,5−2	0,932±0,005	0,965±0,011
2−3	0,965±0,004	0,983±0,012
3−4	0,970±0,008	0,983±0,072
4−5	0,994±0,005	1,0±0,1
5−7,5	0,961±0,032	1,0±0,1
7,5−10	1,0±0,032	1,0±0,1
10−15	1,0±0,032	1,0±0,1
15−20	1,0±0,032	1,0±0,1

TAB. 5.3 – *Efficacité des différents niveaux de triggers en fonction de p_T.*

calculées séparément.

L'efficacité varie entre 15% et 50 % dans les différents intervalles de p_T et $|\eta|$. L'efficacité augmente entre $p_T \simeq 0{,}2$ GeV, où un photon de basse énergie peut facilement ne pas être détecté, et $p_T \simeq 2$ GeV. Ceci est visible losque l'on regarde les distributions de l'asymétrie en énergie pour les systèmes de deux photons ayant une masse proche de la masse du π^0 (figure 5.4) : l'asymétrie est uniformément distribuée entre 0 et 1 pour les π^0 générés mais, à bas p_T, les événements fortement asymétriques ne sont pas détectés. Dans la région $2 < p_T < 4$ GeV, l'efficacité diminue en même temps qu'augmente le pourcentage d'événements dans lesquels les deux photons ne forment qu'une gerbe électromagnétique. Pour $p_T > 4$ GeV, l'analyse des gerbes uniques fait augmenter l'efficacité.

Dans les bouchons et les compteurs de luminosité, on calcule l'efficacité pour $p_T >$ 1 GeV uniquement. L'efficacité diminue avec l'angle polaire à cause de l'acceptance des calorimètres.

L'efficacité des triggers en fonction de p_T est montrée dans le tableau 5.3.

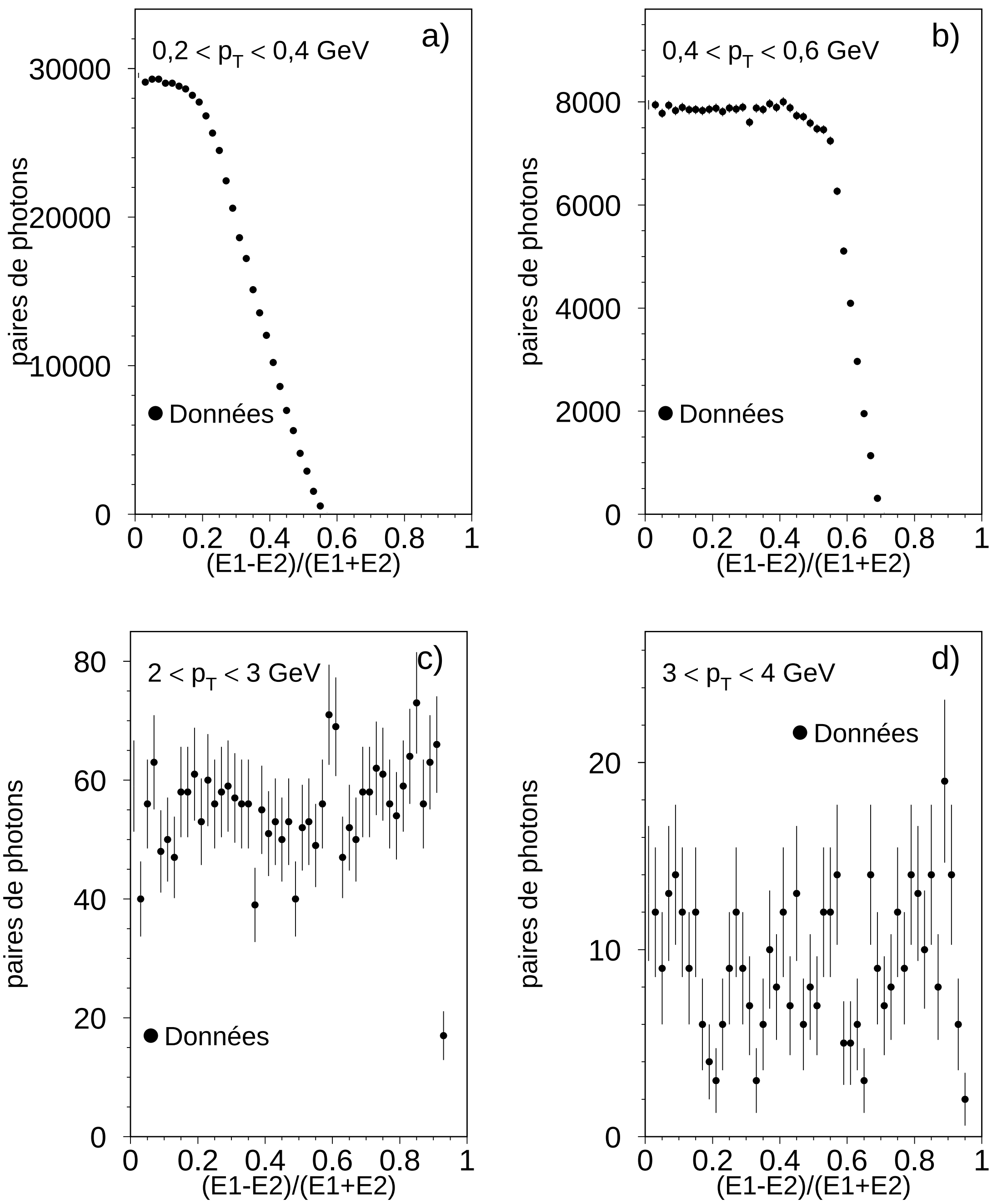


Fig. 5.4 – *Asymétrie en énergie entre les deux photons dans la région du signal.*

Ces figures représentent l'asymétrie en énergie des deux photons $(E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$ *lorsque la masse du système est proche de la masse du* π^0 *et qu'il se trouve dans la région* $|\eta| < 0{,}5$. *La première couvre* $0{,}2 < p_T < 0{,}4$ *GeV , la deuxième* $0{,}4 < p_T < 0{,}6$ *GeV, la troisième* $2 < p_T < 3$ *GeV et la quatrième* $3 < p_T < 4$ *GeV. Plus l'impulsion augmente, plus on se rapproche d'une distribution uniforme couvrant tout l'intervalle entre 0 et 1.*

5.1.5 Soustraction du bruit de fond

Quand une gerbe unique est identifiée à un π^0, la contamination provenant des désintégrations d'autres mésons (η, ω, η',...) est en moyenne de 15.1 ± 1.2 % sur tout l'intervalle considéré. Les résultats sont donnés en détails dans le tableau 5.4.

La production de photon direct (γq $\to$ γq, q$\bar{\text{q}}$ $\to$ γg, gq $\to$ γq) n'est pas simulée par les générateurs. Elle a toutefois été calculée [129] et la section efficace prédite est inférieure à nos données par plus d'un ordre de grandeur. Pour s'assurer de la faible contamination due à cette source, nous avons étudié les profils en énergie de chaque gerbe à l'aide du réseau de neurones mis au point pour L3 par Pei [130]. Celui-ci utilise douze entrées : l'énergie totale des 9 cristaux autour du cristal le plus énergétique, la fraction d'énergie déposée dans chacun des 9 cristaux, le rapport entre l'énergie dans les 9 cristaux centraux et l'énergie collectée dans les 25 cristaux centraux et une variable de type χ^2 comparant les fractions d'énergie dans les 9 cristaux à celles obtenues pour une gerbe électromagnétique produite à l'aide du faisceau test. En sortie, le réseau donne une valeur proche de 1 quand la gerbe ressemble à un photon direct et une sortie proche de 0 quand elle ressemble à la superposition de deux photons issus d'un π^0. Pour $p_T > 4$ GeV, les données, comme on le voit dans la figure 5.5, ne montrent pas d'excès du côté des photons direct par rapport aux Monte Carlo. Le pourcentage de gerbes qui obtiennent une réponse du réseau de neurone inférieure à 0,8 ou à 0,3 est calculé pour chaque bin de p_T. La figure 5.6 montre que les données et les générateurs Monte Carlo sont en bon accord, dans la limite des incertitudes statistiques. Les données ne sont donc pas contaminées par une trop importante production de photons directs.

Le bruit de fond dû aux événements d'annihilation augmente jusqu'à 11 % avec p_T. Les données et le bruit de fond sont montrés sur la figure 5.7.

5.1.6 Evaluation des incertitudes systématiques

Les différentes sources d'incertitudes systématiques portent sur les critères de sélection, la modelisation Monte Carlo, la soustraction du bruit de fond et la précision de la mesure de l'efficacité des trigger.

L'incertitude due à la sélection $e^+e^- \to e^+e^-hadrons$ est évaluée à 7.5% [88].

Pour évaluer l'incertitude sur le calcul de l'efficacité, les données sont corrigées avec PHOJET et PYTHIA séparément. La moitié de la différence entre les sections efficaces

	$p_T > 5$ GeV				$p_T > 8$ GeV			
	avant coupures		après coupures		avant coupures		après coupures	
Particule	PHOJET	PYTHIA	PHOJET	PYTHIA	PHOJET	PYTHIA	PHOJET	PYTHIA
η	324	405	10	190	61	115	1	37
ω	42	75		35	10	23		4
η'	12	9		6	3	1		1
a_2	3				1			
K_2^{+*}		2				1		
ϕ		2		1				
ρ^0	1				1			
ρ^+		1						
π^0	1880	2979	68	1312	410	839	3	247
	83,5±1,9%	85,8±1,6%	87,2±10,6%	85,0±2,4%	84,4±4,2%	85,7±3,3%	75±43,3%	85,5±5,4%
	84,9±1,2%		85,1±2,3%		85,3±2,4%		85,3±5,4%	

TAB. 5.4 – *Contamination des gerbes uniques*

Le nombre de gerbes uniques provenant de la désintégration de π^0 est comparé au nombre de gerbes provenant de la désintégration d'autres mésons. PHOJET et PYTHIA sont considérés dans différentes configurations : avant et apès les coupures de sélection, et pour $p_T > 5$ GeV ou $p_T > 8$ GeV. Le pourcentage de photons provenant de π^0, indiqué dans les deux dernières lignes du tableau, est stable.

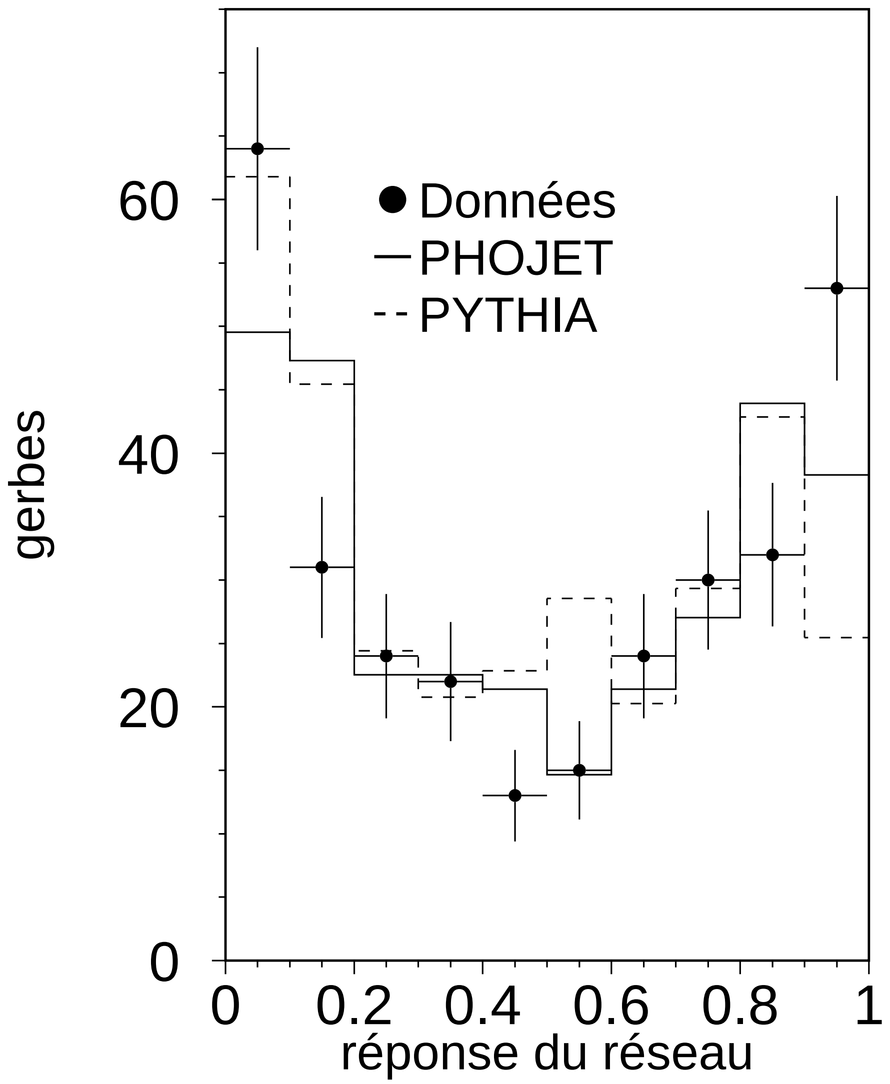


FIG. 5.5 – *Réponse du réseau de neurones*

Entre les données (points), PHOJET (lignes pleines) et PYTHIA (lignes traitillées), aucune différence notable n'est visible.

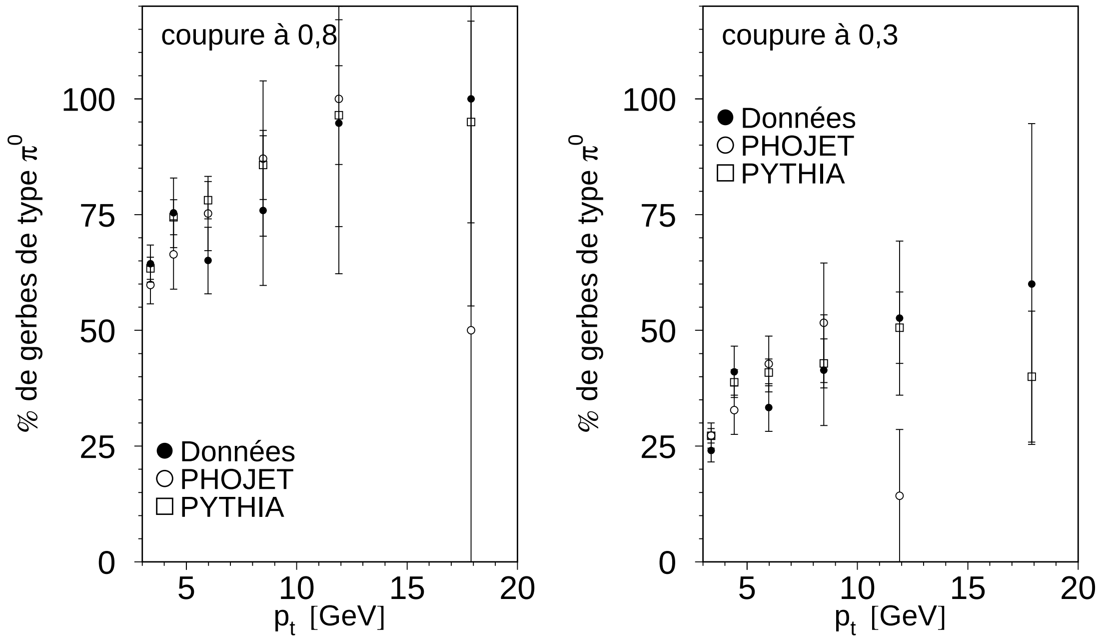


FIG. 5.6 – *Pourcentage de gerbes de type* π^0

A gauche, le pourcentage de gerbes telles que la réponse du réseau de neurone soit inférieure à 0,8, en fonction de p_T*. A droite, idem pour une réponse inférieure à 0,3. Dans les deux cas, et pour toutes les impulsions transverses, aucune différence notable n'est visible entre les données et les Monte Carlo. La probabilité de présence de photon direct est donc très faible.*

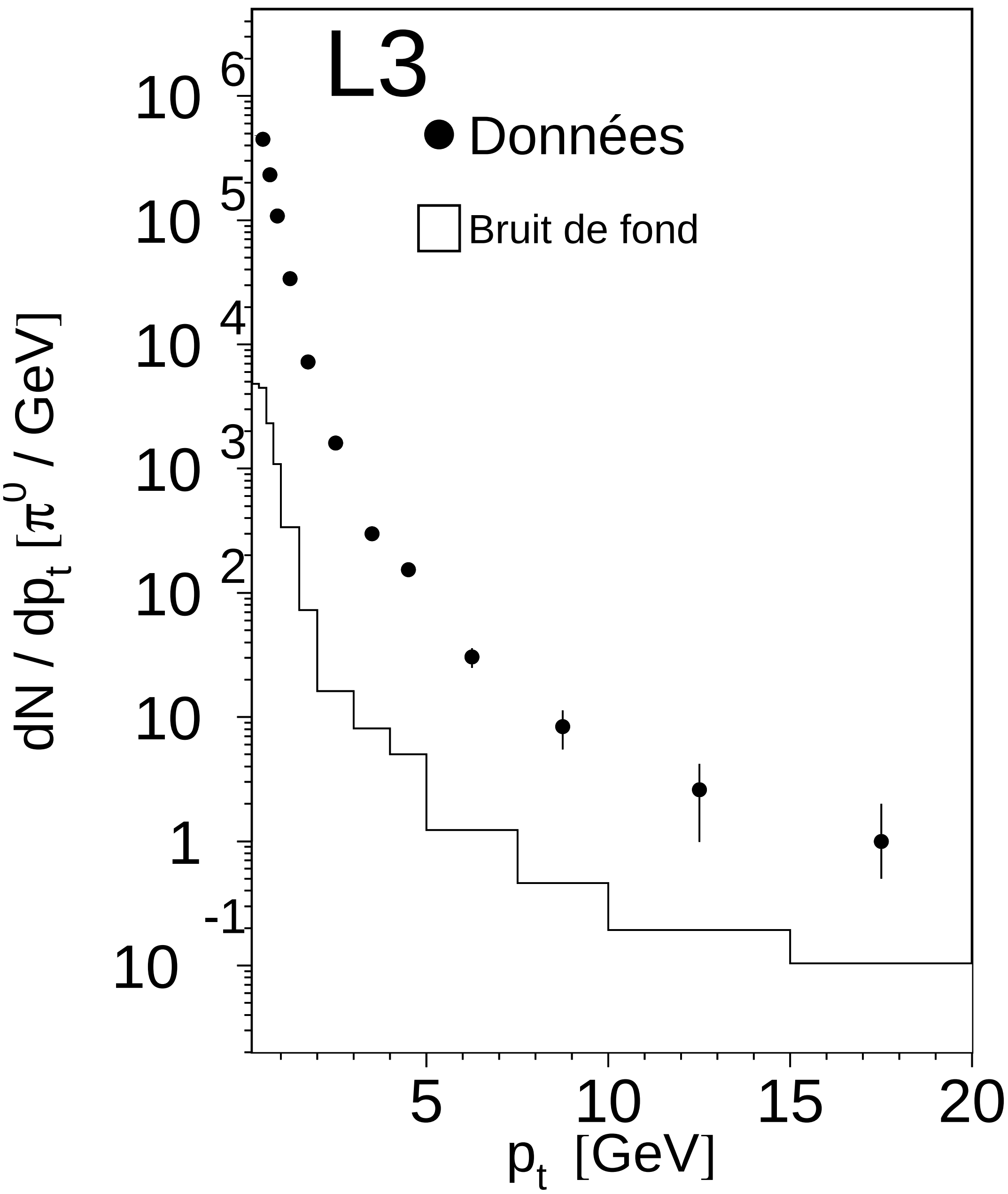


FIG. 5.7 – *Nombre de π^0 reconstruits et bruit de fond.*

Le bruit de fond est dû aux événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, aux événements d'annihilation et à la contamination due à d'autres mésons.

p_T [GeV]	2e degré	3e degré	4e degré	gerbe unique
0,2−0,4	94932	95922	88742	
0,4−0,6	89827	89530	85912	
0,6−0,8	46632	46297	44736	
0,8−1	22069	21703	20944	
1−1,5	17144	16947	16425	
1,5−2	3634	3625	3471	
2−3	1633	1612	1609	
3−4	306	300	287	
4−5	80	80	28	74
5−7,5				76
7,5−10				21
10−15				13
15−20				5

TAB. 5.5 – *Nombre de π^0 en fonction de la paramétrisation du bruit de fond et nombre de gerbes uniques.*

ainsi mesurées, compte non tenu des incertitudes statistiques, est prise comme valeur initiale pour l'incertitude systématique. Ces estimations individuelles sont ensuite paramétrées en fonction de p_T par un polynôme de degré 1. Ce polynôme donne une incertitude systématique qui varie entre 1% et 24%.

Dans la région où les π^0 se désintègrent en deux photons distincts, on peut évaluer l'incertitude sur la soustraction du bruit de fond en utilisant différents polynômes pour évaluer celui-ci. Nous utilisons pour cela des polynômes de Tchebytchev de degré 2 et 4, comme indiqué dans le tableau 5.5. L'incertitude ainsi mesurée varie entre 5% et 15% avec p_T. L'incertitude sur la soustraction du bruit de fond due aux événements d'annihilation est plus faible et n'affecte significativement que la région de grand p_T. Elle est évaluée en utilisant les générateurs PYTHIA et KK2f. La moitié de la différence obtenue donne une incertitude qui varie entre 0,1% et 2%.

La quantité d'événements utilisés pour mesurer l'efficacité des triggers induit une incertitude, d'origine statistique, qui varie entre 0,1% et 1,1%.

Les erreurs systématiques, exprimées en %, sont résumées dans les tableaux 5.6 et 5.7 en fonction de p_T et $|\eta|$ respectivement.

p_T [GeV]	Efficacité	Bruit de fond	Trigger	Coupures	Total
0,2 - 0,4	1	5	0,1	7,5	9
0,4 - 0,6	1	5	0,1	7,5	9
0,6 - 0,8	1	5	0,1	7,5	9
0,8 - 1	2	5	0,1	7,5	9
1 - 1,5	2	5	0,1	7,5	9
1,5 - 2	3	5	0,1	7,5	9
2 - 3	4	5	0,1	7,5	10
3 - 4	5	15	1,1	7,5	18
4 - 5	6	15	1,1	7,5	18
5 - 7,5	8	1	1,1	7,5	11
7,5 - 10	12	1	1,1	7,5	14
10 - 15	16	1	1,1	7,5	18
15 - 20	24	2	1,1	7,5	25

TAB. 5.6 – *Erreurs systématiques en fonction de p_T en % pour $|\eta| < 0{,}5$.*

détecteur	Efficacité	Bruit de fond	Trigger	Coupures	Total
tonneau	5	6	0,2	7,5	11
bouchons	5	14	0,2	7,5	17
LUMI	12	15	0,2	7,5	21

TAB. 5.7 – *Erreurs systématiques en fonction de $|\eta|$ en % pour $p_T > 1$ GeV.*

p_T [GeV]	$\langle p_T \rangle$ [GeV]	Efficacité [%]	$d\sigma/dp_T$ pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV [pb/GeV]	$d\sigma/dp_T$ pour $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV [pb/GeV]
0,2–0,4	0,28	12,9	$(89 \pm 1 \pm 8) \times 10^{2}$	$(62 \pm 0{,}8 \pm 6) \times 10^{2}$
0,4–0,6	0,48	24,3	$(44 \pm 0{,}3 \pm 4) \times 10^{2}$	$(35 \pm 0{,}3 \pm 3) \times 10^{2}$
0,6–0,8	0,68	30,7	$(18 \pm 0{,}1 \pm 2) \times 10^{2}$	$(15 \pm 0{,}1 \pm 1) \times 10^{2}$
0,8–1	0,88	35,4	$(73 \pm 0{,}8 \pm 7) \times 10^{1}$	$(59 \pm 0{,}7 \pm 6) \times 10^{1}$
1–1,5	1,14	37,2	$(22 \pm 0{,}3 \pm 2) \times 10^{1}$	$(18 \pm 0{,}3 \pm 2) \times 10^{1}$
1,5–2	1,68	37,4	$(46 \pm 1 \pm 4)$	$(40 \pm 1 \pm 4)$
2–3	2,31	35,8	$(11 \pm 0{,}5 \pm 1)$	$(95 \pm 5 \pm 11) \times 10^{-1}$
3–4	3,36	23,5	$(30 \pm 6 \pm 5) \times 10^{-1}$	
4–5	4,39	47,5	$(76 \pm 14 \pm 1) \times 10^{-2}$	
5–7,5	5,79	26,7	$(26 \pm 4 \pm 3) \times 10^{-2}$	
7,5–10	8,46	26,4	$(73 \pm 18 \pm 10) \times 10^{-3}$	
10–15	11,98	21,7	$(27 \pm 9 \pm 5) \times 10^{-3}$	
15–20	17,36	15,6	$(14 \pm 8 \pm 4) \times 10^{-3}$	

TAB. 5.8 – *Efficacité et section efficace différentielle des π^0 en fonction de p_T.*

Toutes les valeurs sont données pour $|\eta| < 0{,}5$. Les sections efficaces pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV sont présentées. Leurs valeurs coïncident pour $p_T > 3$ GeV. La première erreur sur la section efficace est statistique, la seconde systématique. L'efficacité est le produit de l'efficacité de reconstruction et de l'efficacité des triggers.

5.2 Résultats

Les résultats sont résumés dans les tableaux 5.8 et 5.9 . La section efficace différentielle en fonction de $|\eta|$ est mesurée pour $p_T > 1$ GeV et la section efficace différentielle en fonction de p_T est mesurée pour $|\eta| < 0{,}5$ (partie centrale de L3).

Les efficacités et les sections efficaces différentielles $d\sigma/dp_T$ et $d\sigma/d|\eta|$ sont données dans les tableaux 5.8 et 5.9 pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV. Les deux mesures coïncident pour $p_T > 3$ GeV. Les impulsions transverses moyennes $\langle p_T \rangle$ sont mesurées après les corrections en efficacité à l'aide des paramétrisations décrites dans la section 5.2.1. La première incertitude sur les sections efficaces est statistique et la seconde systématique.

La multiplicité des π^0 dans l'intervalle 0,2 GeV $< p_T <$ 20 GeV et $|\eta| < 0{,}5$ est de $0{,}275 \pm 0{,}001 \pm 0{,}025$ π^0 par événement $e^+e^- \to e^+e^- hadrons$, en bon accord avec les prédictions Monte Carlo : 0,281 pour PHOJET et 0,285 pour PYTHIA.

Détecteur	$\lvert\eta\rvert$	Nombre de π^0	Efficacité [%]	$d\sigma/d\lvert\eta\rvert$ [pb]
Tonneau	0 - 0,2	8914	35,6	$303 \pm 8 \pm 33$
	0,2 - 0,4	9263	36,7	$305 \pm 8 \pm 33$
	0,4 - 0,6	8965	34,2	$317 \pm 8 \pm 34$
	0,6 - 0,8	8094	31,7	$308 \pm 8 \pm 33$
Tonneau + bouchons	0,8 - 1,4	8688	12,4	$282 \pm 10 \pm 47$
Bouchons	1,4 - 1,6	3443	16,6	$251 \pm 15 \pm 42$
	1,6 - 1,8	3050	16,4	$225 \pm 15 \pm 37$
	1,8 - 2	2313	15,2	$184 \pm 15 \pm 31$
	2 - 2,2	2294	12,7	$217 \pm 23 \pm 36$
LUMI	3,4 - 4,3	1410	16,4	$23 \pm 2 \pm 5$

TAB. 5.9 – *Nombre de π^0 reconstruits, efficacité et section efficace différentielle en fonction de la pseudo-rapidité.*

Toutes les valeurs sont données pour $p_T > 1$ GeV et $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV. La première erreur sur la section efficace est statistique, la seconde systématique. L'efficacité est le produit de l'efficacité de reconstruction et de l'efficacité des triggers. Son erreur est systématique.

5.2.1 Paramétrisation du comportement à haute et basse impulsion transverse

Le comportement de $d\sigma/dp_T$ dans l'intervalle 0,2 GeV $< p_T <$ 1,5 GeV peut être décrit par une fonction exponentielle de la forme $Ae^{-p_T/\langle p_T\rangle}$. On trouve une valeur moyenne $\langle p_T\rangle = 230 \pm 9$ MeV avec $\chi^2/d.o.f = 2{,}5/3$. Ceci est caractéristique de la production de hadrons dans les processus mous et est similaire aux paramétrisations obtenues dans les collisions hadron-hadron et photon-hadron [131]. Le processus direct $\gamma^*\gamma^* \to \mathrm{q\bar{q}}$ et les interactions dures QCD font que les collisions de deux photons ont une section efficace plus haute que la fonction exponentielle pour de grands p_T. Pour $p_T \geq 1{,}5$ GeV, la section efficace est mieux décrite par une fonction de puissance Ap_T^{-B}. La valeur trouvée pour B est 4,1 ± 0,1 avec $\chi^2/d.o.f = 5{,}8/7$. Les fonctions exponentielles et de puissance sont superposées aux données sur la figure 5.8.

5.2.2 Comparaison avec d'autres données expérimentales

L'expérience WA69 au CERN a mesuré la production inclusive de π^0 dans des collisions γp avec une énergie moyenne du faisceau de 80 GeV et une variable de Feynman comprise entre $0{,}1 < x_L = 2p_L/\sqrt{s} < 0{,}2$ (p_L est l'impulsion longitudinale). La section efficace mesurée est $E\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ en fonction de p_T dans l'intervalle 0,2 GeV $< p_T <$ 2,4 GeV. Celle-ci

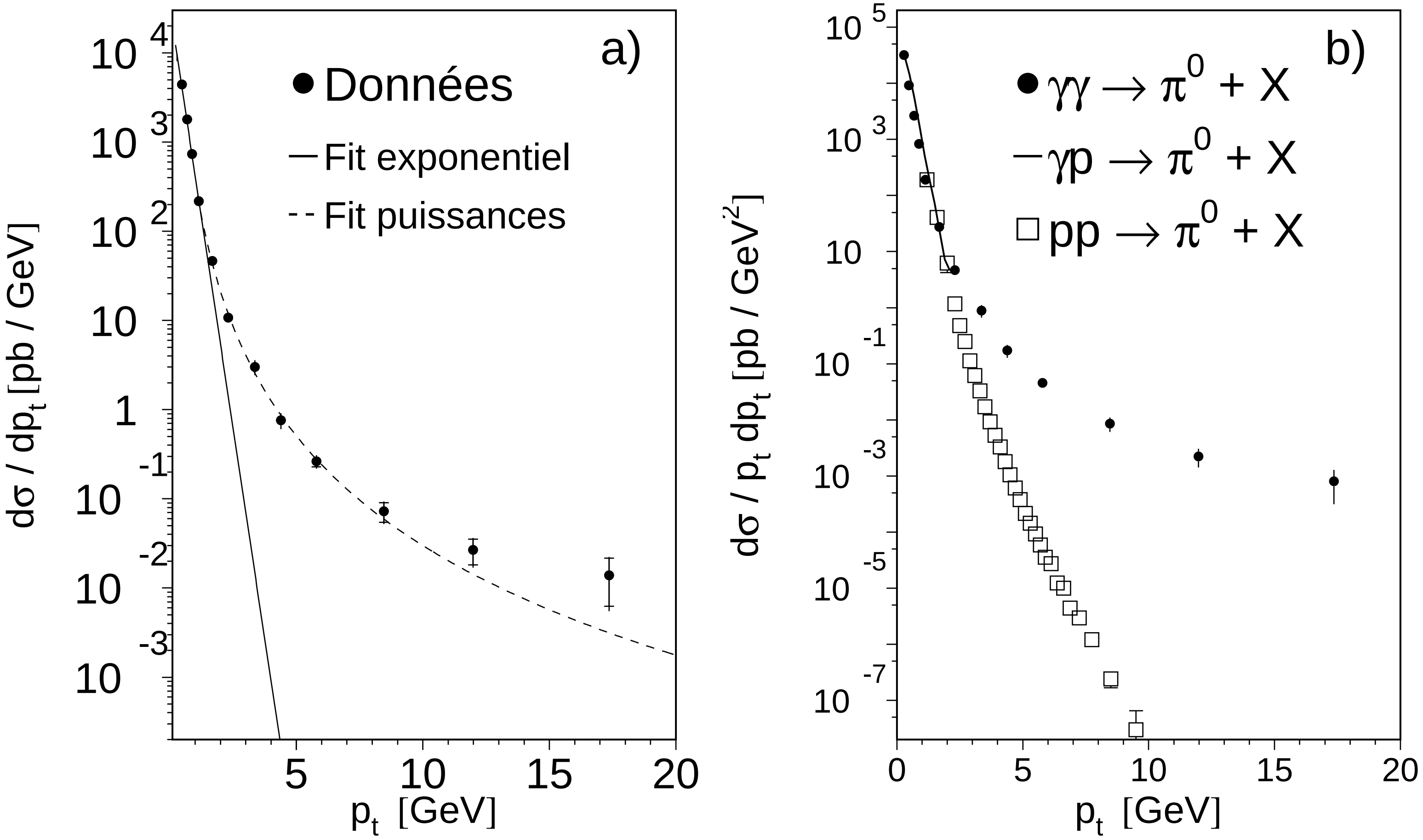


Fig. 5.8 – *Section efficace différentielle en fonction de* p_T

Dans la figure a) deux paramétrisations sont dessinées : l'une exponentielle et l'autre par une fonction de puissance. En b) les données sont comparées avec les résultats obtenus par WA69 et E706.

peut s'écrire sous la forme $\frac{1}{\pi}\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_T^2} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2\sigma}{p_T d\eta dp_T}$. En normalisant les données au premier bin, $p_T = 0{,}3$ GeV, on peut donc comparer nos données à ces mesures. Sur la figure 5.8b, on observe la même décroissance rapide.

La collaboration E706 au Tevatron du Fermilab a donné des résultats préliminaires de la production de π^0 produits dans les collisions pBe et pp [102]. Nous comparons nos données à ces dernières pour une énergie de 800 GeV et un intervalle de pseudorapidité $-1.0 < \eta < 0.5$. Les mesures convrent l'intervalle 1 GeV $< p_T <$ 12 GeV. Elles sont normalisées sur la figure 5.8b au bin $p_T = 1{,}15$ GeV. Ces résultats expérimentaux ont, dans tout l'intervalle mesuré, le comportement exponentiel dont nous parlions dans la section précédente. La présence direct de processus durs fait diverger la production de π^0 dans les collisions $\gamma\gamma$ de celles obtenues dans les collisions hadroniques à grand p_T.

5.2.3 Comparaison avec les prédictions des générateurs Monte Carlo et avec les calculs théoriques

Les sections efficaces différentielles sont aussi comparées aux prédictions des Monte Carlo, comme sur les figures 5.9a et b. La région de haut p_T n'est reproduite par aucun des deux générateurs. En revanche la forme de la distribution en $|\eta|$ est correctement prédite et la mesure à $|\eta| \simeq 3{,}8$ ne présente aucune anomalie comme cela aurait été le cas si les processus diffractifs étaient dominants.

Sur les figures 5.9c et d les données sont également comparées au prédictions QCD du deuxième ordre de Kniehl *et al.*. Les échelles de renormalisation, de factorisation et de fragmentation sont égales : $\mu = M_\gamma = M_F = \xi p_T$ avec $\xi = 1$. L'incertitude d'échelle est estimée en faisant varier la valeur de ξ de 0,5 à 2,0. Les conclusions sont les mêmes que pour les Monte Carlo : il existe un important désaccord à grand p_T, tandis que la forme de la distribution en $|\eta|$ est correctement prédite.

Dans l'intervalle où le calcul a été effectué, nous reproduisons également sur la figure 5.9c la prédiction de Gordon pour la production de photon direct, très inférieure à nos données.

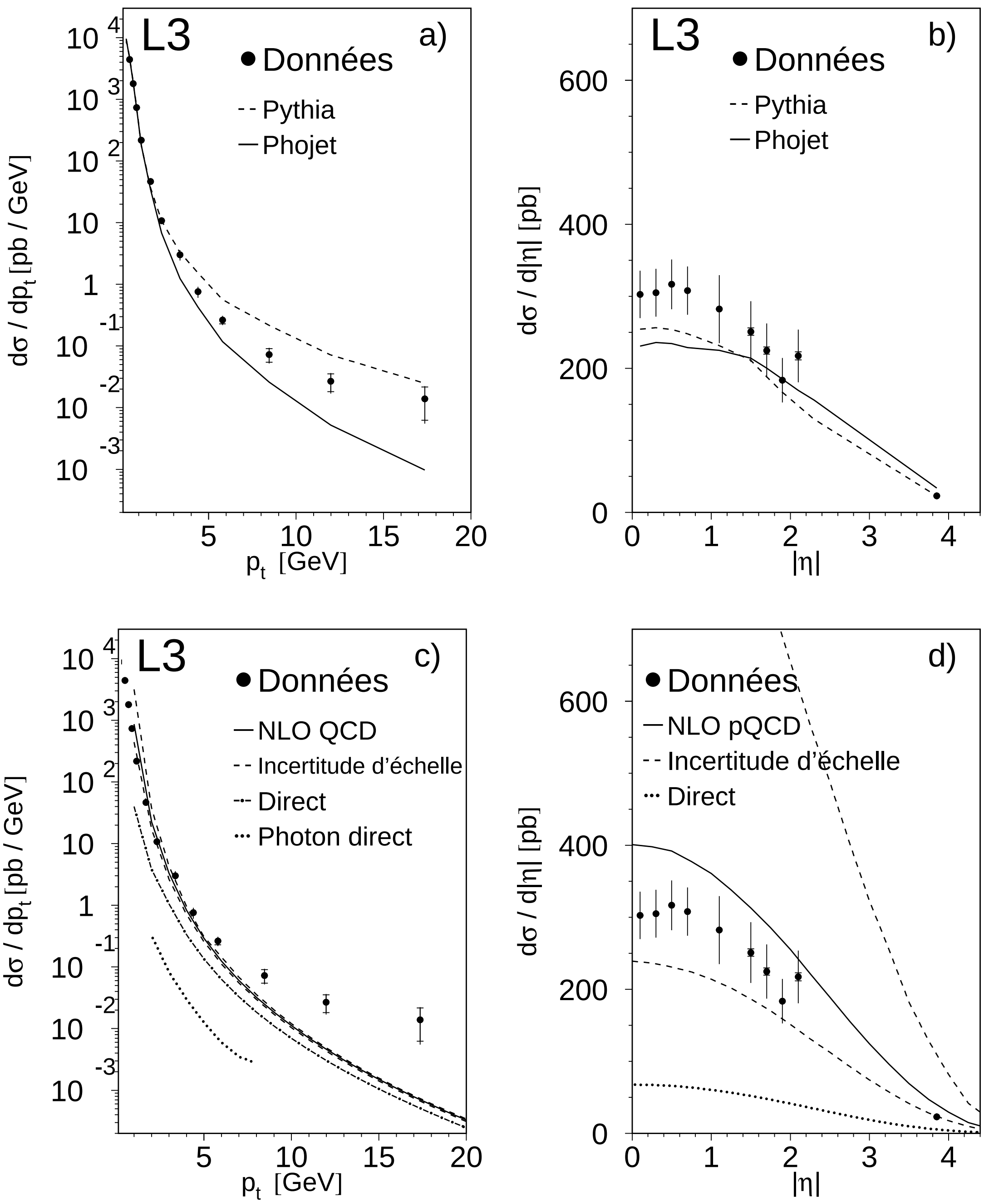


FIG. 5.9 – *Comparaison des données avec les prédictions des générateurs Monte Carlo et avec les calculs théoriques*

PYTHIA et PHOJET sont représentés par des lignes sur les deux premières figures. Sur les deux dernières, la ligne pleine correspond aux calculs de QCD pour $\xi = 1$. Les lignes traitillées correspondent à $\xi = 0{,}5$ et $\xi = 2$ et représentent l'incertitude d'échelle. La ligne mixte représente la contribution du processus direct seul et la ligne pointillée la section efficace de production de photon direct.

Chapitre 6

Production inclusive de hadrons chargés

"Douter de tout ou tout croire, ce sont deux solutions également commodes, qui l'une et l'autre nous dispensent de réfléchir."

Henri Poincarré,
"La science et l'hypothèse"

La différence existant, dans le canal $e^+e^- \to e^+e^-\pi^0X$, entre la mesure de la section efficace différentielle en p_T et les prédictions théoriques, tant par calcul perturbatif que par simulation Monte Carlo, nous a incité à étudier la production inclusive de hadrons chargés. Celle-ci possède un double avantage : elle nous permet de comparer la production de $\pi^\pm$ avec celle de π^0 en mettant en jeu le détecteur de traces qui présente des résolutions et des incertitudes systématiques différentes du calorimètre électromagnétique, et de comparer la production inclusive de hadrons chargés avec les résultats précédemment publiés par OPAL [94].

6.1 Méthode

6.1.1 Définition des particules étudiées

Dans cette analyse, nous nous intéressons aux particules qui laissent des traces chargées dans la TEC avec une attention particulière portée à la qualité de leur reconstruction.

Après les coupures générales décrites dans le chapitre 4, les traces sont sélectionnées comme suit :

- Une coupure sur le vertex de la trace. La distance entre la trace et le point d'intéraction doit être inférieure à 4 mm afin de diminuer le nombre de traces issues de désintégrations faibles (comme $K^0_S \to \pi^+\pi^-$). Sur la figure 6.1a, on peut voir que la résolution spatiale est bien reproduite par les Monte Carlo. La même coupure est appliquée au niveau générateur.
- Des coupures sur la position de la trace. Nous nous limitons dans cette analyse à des traces reconstruites dans la partie centrale de la TEC. Une coupure sur la pseudorapidité de la trace limite celle-ci à $|\eta| < 1$. Dans presque toute cette région, chaque trace peut activer 62 fils de la TEC. Certains de ces fils pouvant ne plus fonctionner, nous demandons que chaque trace passe dans un secteur où au moins 55 fils sont en état de marche.
- Des coupures sur la qualité des traces. Nous exigeons que chaque trace touche au moins 45 fils de la TEC et qu'elle touche au moins 80 % des fils présents sur son parcours (compris donc entre 55 et 62). La figure 6.1b montre une différence entre données et Monte Carlo car la simulation du détecteur ne prend pas en compte l'efficacité individuelle de chaque fil mais utilise une efficacité moyenne proche de 80 %.

6.1.2 Résolution des traces

La principale limitation dans l'analyse des traces chargées vient de la résolution du détecteur : plus une trace est produite à grande impulsion transverse, plus la mesure de cette impulsion est imprécise. En effet, la mesure de celle-ci est proportionnelle à l'inverse du rayon de courbure de la trace. La résolution δp_T de la TEC est mesurée dans L3 en comparant l'impulsion transverse mesurée par la TEC et celle mesurée par le détecteur à muons. La valeur ainsi trouvée est $\delta p_T \simeq 0{,}02\, p_T + 0{,}01\, p_T^2$, elle est représentée sur la figure 6.2. Le premier terme, dominant à bas p_T, est dû à la diffusion multiple et à la précision de l'alignement des détecteurs. Cette résolution donne une contrainte sur le nombre et la largeurs des bins en p_T que nous pouvons utiliser.

Nous avons évalué la résolution en angle (η, ϕ) à l'aide des simulations Monte Carlo. Pour cela, nous faisons la différence entre l'angle d'une particule telle qu'elle serait mesurée dans le détecteur et celui de la particule chargée générée la plus proche. La particule "la

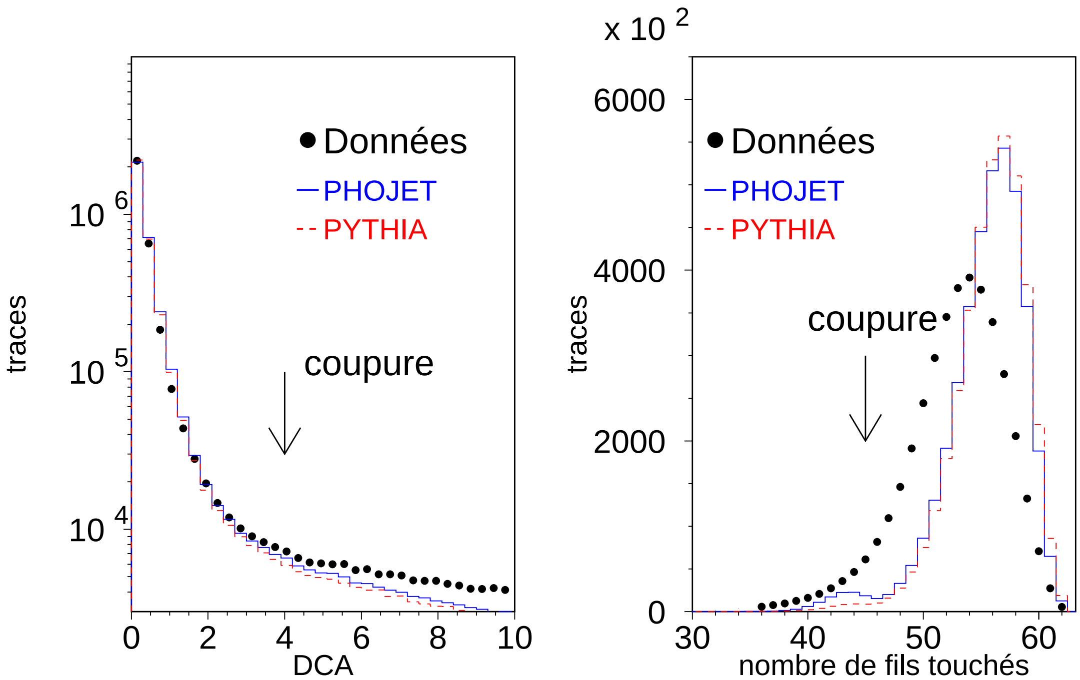


FIG. 6.1 – *Coupures sur la qualité des traces*

A gauche, la distance entre la trace et le vertex primaire, pour des traces à $p_T > 0{,}3$ GeV et $|\eta| < 1$ après les coupures de sélection. A droite, le nombre de fils touchés par ces mêmes traces.

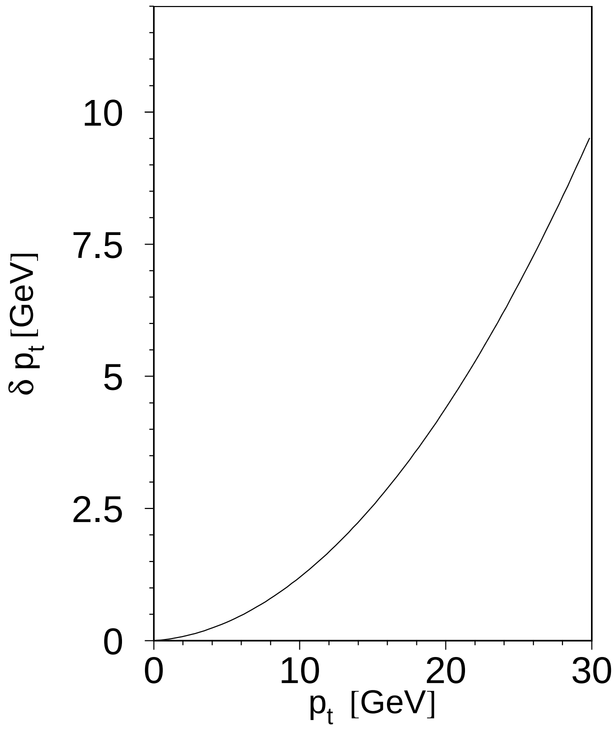


FIG. 6.2 – *Résolution des traces en fonction de* p_T

	PHOJET		PYTHIA	
p_T [GeV]	σ_ϕ [10^{-3} rad]	σ_η [10^{-3}]	σ_ϕ [10^{-3} rad]	σ_η [10^{-3}]
tout	1,8	2,6	1,8	2,6
0,8 − 1	2,1	2,8	2,1	2,8
1 − 1,5	1,6	2,5	1,6	2,5
1,5 − 2	1,2	2,2	1,2	2,4
2 − 3	0,91	2,2	0,88	2,2
3 − 4	0,74	2,1	0,73	2,1
4 − 5	0,67	2,0	0,65	2,4
5 − 7,5	0,58	2,0	0,65	2,0

TAB. 6.1 – *Résolution en angle de la TEC*

plus proche" est trouvée en calculant la distance $R = \sqrt{4(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ [1]. Nous obtenons les valeurs indiquées dans le tableau 6.1 qui montrent une très bonne résolution. La résolution en η est relativement stable avec p_T tandis que la résolution en ϕ s'améliore car le rayon de courbure de la trace devient plus grand.

6.1.3 Déconvolution

Les bins en p_T et η sont choisis pour être plus larges que la résolution du détecteur. Pour vérifier que l'effet de migration dû à la résolution n'affecte pas le calcul des sections efficaces, nous avons vérifié nos résultats en déconvoluant la distribution en p_T. A cet effet, chaque trace reconstruite dans le détecteur est associée à la particule chargée générée la plus proche (en utilisant la distance R décrite précédemment) si $|\Delta\eta| < 0{,}05$ et $|\Delta\phi| < 0{,}02$ rad. La matrice de déconvolution que nous utilisons comporte 15×15 bins, le premier et les deux derniers bins n'étant utilisés que pour la déconvolution.

A l'aide du programme de D'Agostini [132], nous déconvoluons la distribution en p_T par une méthode Bayesienne. Une seule itération du programme est nécessaire. Sur la figure 6.3a, nous montrons avec PYTHIA que le rapport du nombre de traces sur le nombre de particules générées dans chaque bin devient exactement égal à 1 après déconvolution.

La figure 6.3b montre que le rapport de la section efficace calculée par la méthode classique (efficacité calculée bin-par-bin) sur la section efficace calculée après déconvolution est égal à 1 dans la limite des incertitudes de mesure.

1. Le facteur 4 permet de tenir compte de la meilleure résolution en ϕ de la TEC

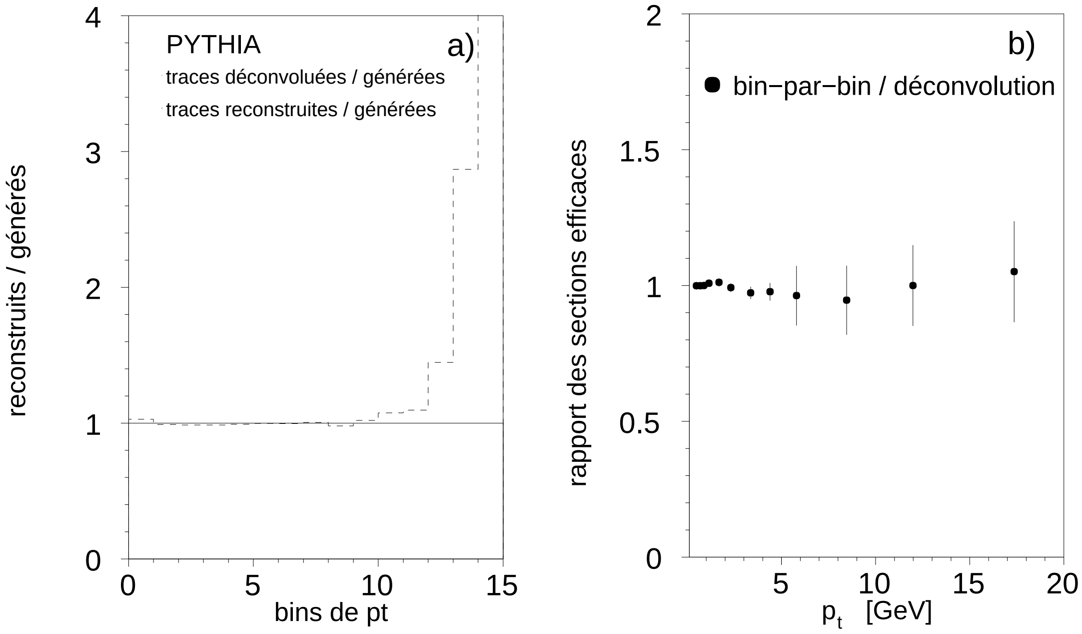


FIG. 6.3 – *Résultats de la déconvolution*

A gauche, le rapport entre le nombre de trace reconstruites et le nombre de traces générées pour chacun des 15 bins utilisés (ligne pointillée) et le rapport entre le nombre de traces après déconvolution et le nombre de traces générées dans chaque bin. A droite, le rapport des sections efficaces calculées sans ou avec déconvolution de la distribution des traces.

6.1.4 Calcul de l'efficacité et de la pureté

L'efficacité est calculée bin-par-bin à l'aide du Monte Carlo PYTHIA.

L'efficacité en fonction de p_T varie entre 60 % et 85 %. L'efficacité ne varie pas de manière significative avec la pseudorapidité et dépend principalement de la coupure en p_T choisie : pour $p_T > 1$ GeV elle est voisine de 80 %.

Comme on peut le constater sur la figure 6.4, l'inefficacité à basse impulsion transverse est principalement due aux différentes coupures sur l'énergie mesurée dans les calorimètres. A grand p_T, l'inefficacité est due à la coupure sur le nombre de particules détectées car les particules de très grande énergie sont principalement produites dans les événements de basse multiplicité.

L'efficacité totale, produit de l'efficacité de reconstruction et de l'efficacité des triggers est donnée dans le tableau 6.3.

6.1.5 Soustraction du bruit de fond

Le bruit de fond est soustrait bin-par-bin. Il reste très bas sur tout le domaine en p_T étudié, comme on peut le voir sur la figure 6.5. A basse impulsion, il est pricipalement constitué des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, tandis qu'à grande impulsion il est dominé par les événements d'annihilation.

6.1.6 Evaluation des incertitudes systématiques

Les différentes sources d'incertitudes systématiques portent, ici encore, sur les critères de sélection, la modelisation Monte Carlo, la soustraction du bruit de fond et la précision de la mesure de l'efficacité des trigger.

L'incertitude due à la sélection $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$ est évaluée en mesurant les sections efficaces avec des coupures de sélection légèrement différentes de celles utilisées : la coupure sur le nombre de particules est déplacée entre 5 et 7 objets, la coupure sur l'énergie passe à 35 % de $\sqrt{s}$ et le nombre de fils définissant la trace passe à 70 % du maximum. Faire varier les autres critères de sélection ne donne que des contributions négligeables. Les valeurs ainsi obtenues, avec leurs erreurs statistiques, sont paramétrée en fonction de p_T par une fonction exponentielle plus une constante.

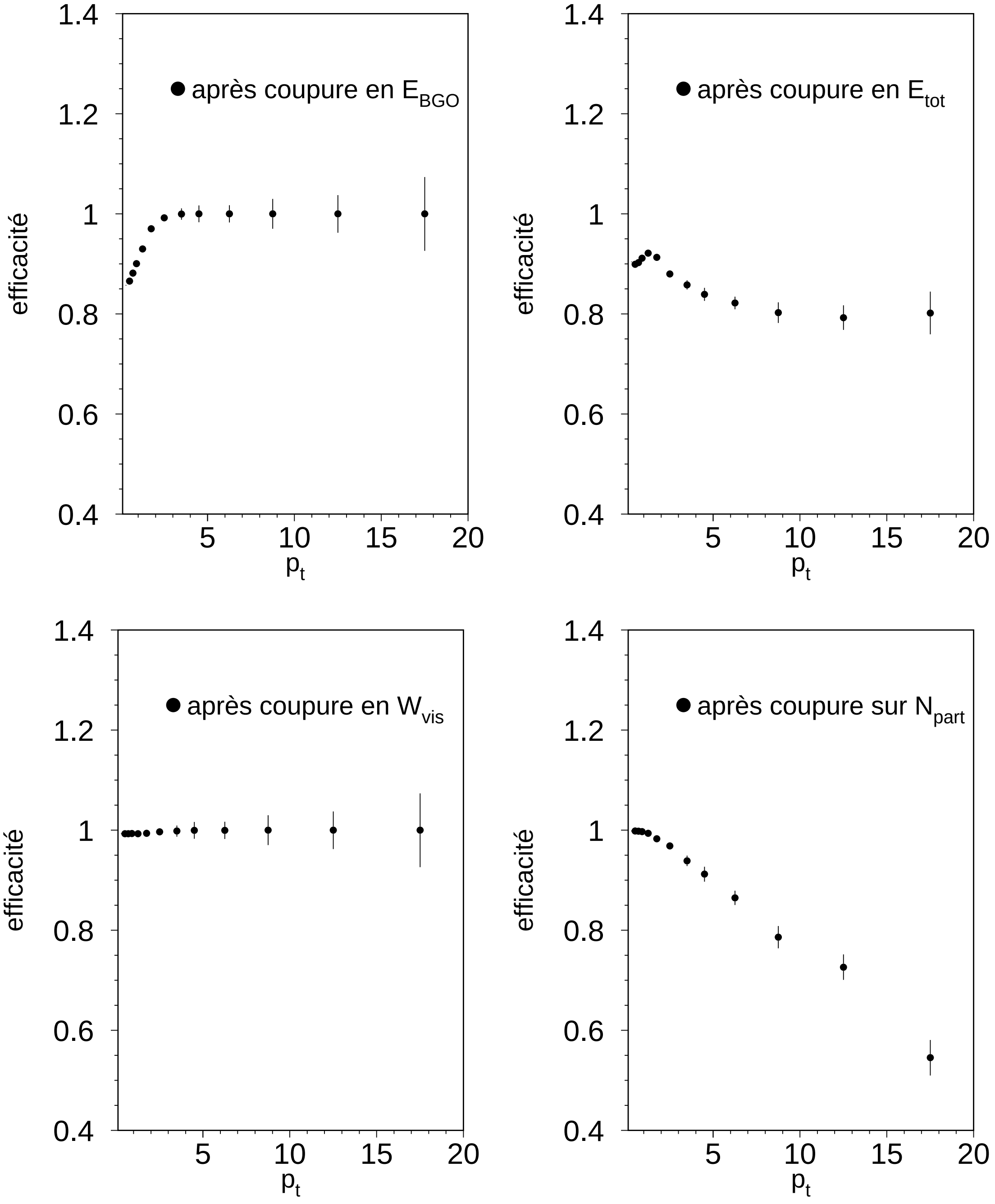


FIG. 6.4 – *Efficacité après chaque coupure*

En appliquant uniquement la coupure indiquée sur chaque graphique, l'efficacité est mesurée en fonction de p_T.

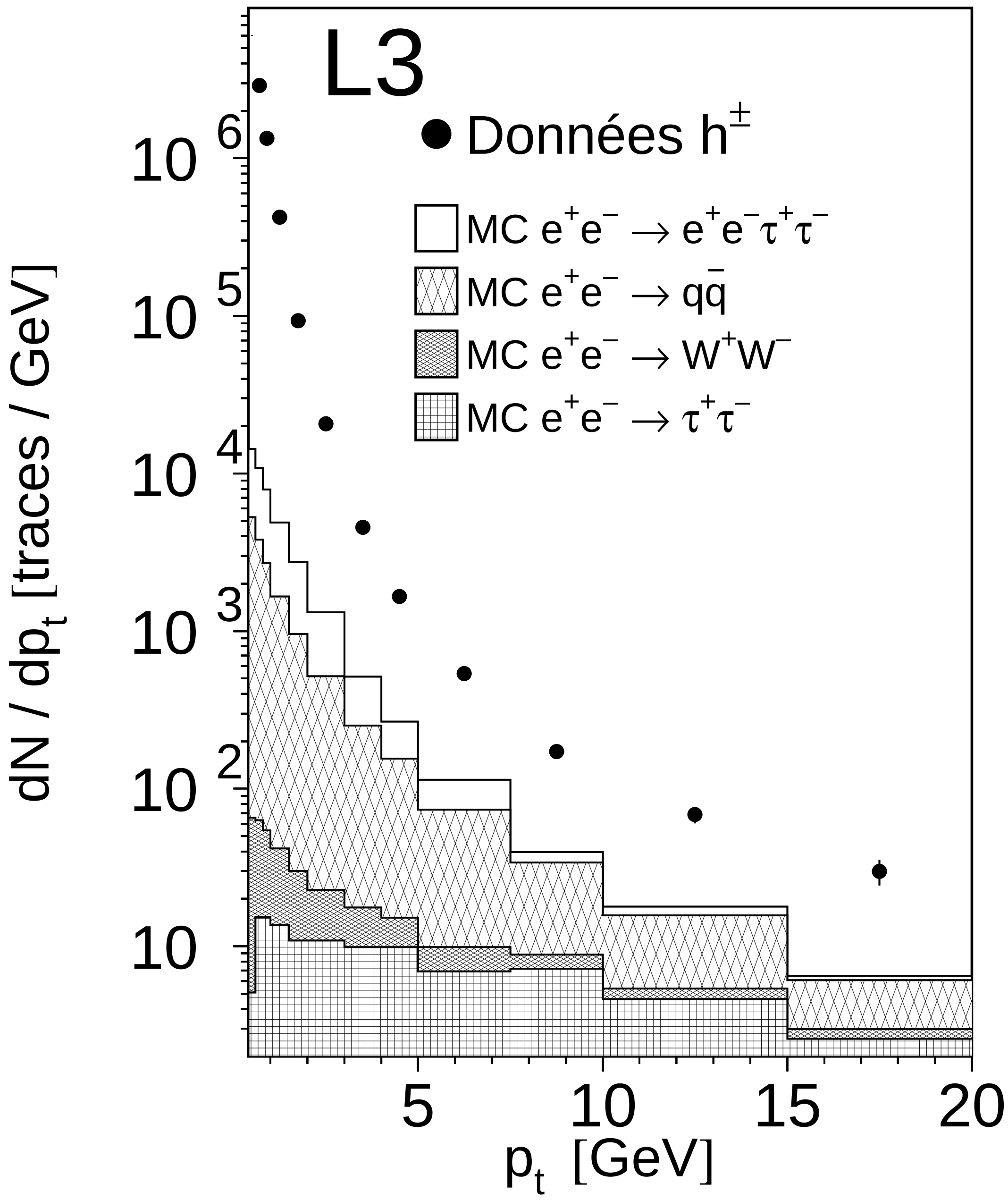


FIG. 6.5 – *Nombre de traces reconstruites et bruit de fond*

Pour chaque bin en p_T est montré le nombre de traces reconstruites divisé par la largeur du bin. Les sources significatives de bruit de fond sont additionnées.

p_T [GeV]	Efficacité des triggers [%]	Soustraction du bruit de fond [%]	Coupures de sélection [%]	Modèles Monte Carlo [%]
0,4 − 0,6	0,1	< 0,1	10,1	12,4
0,6 − 0,8	0,1	< 0,1	9,2	10,6
0,8 − 1,0	0,2	< 0,1	8,4	8,9
1,0 − 1,5	0,2	< 0,1	7,5	6,6
1,5 − 2,0	0,4	< 0,1	5,9	4,8
2,0 − 3,0	0,5	0,1	4,5	5,6
3,0 − 4,0	0,9	0,4	3,1	6,9
4,0 − 5,0	1,2	0,9	2,3	8,2
5,0 − 7,5	1,2	1,3	1,6	10,0
7,5 −10,0	1,2	2,5	1,2	13,3
10,0 −15,0	1,2	3,1	1,1	17,8
15,0 −20,0	1,2	4,2	1,1	24,6

TAB. 6.2 – *Erreurs systématiques sur la mesure de la production de hadrons chargés*

Pour évaluer l'incertitude sur le calcul de l'efficacité, les données sont corrigées avec un seul des sous-processus de PYTHIA : VDM×VDM (A), direct×direct (B) ou résolu×résolu (C). La différence moyenne entre les sections efficaces ainsi obtenues et la section efficace de référence (D) définit l'incertitude systématique associée. Elle est dominée par la différence entre la section efficace déterminée à l'aide du processus direct seul et la section efficace de référence ($|\mathrm{B}-\mathrm{D}|$). L'erreur associée à l'évaluation de cette incertitude est prise comme la différence minimale entre les sections efficaces mesurées ($\min(|\mathrm{A}-\mathrm{B}|,|\mathrm{B}-\mathrm{C}|,|\mathrm{C}-\mathrm{A}|)$). A partir des valeurs ainsi obtenues avec leurs erreurs associées, il est possible de paramétrer l'incertitude systématique à l'aide de deux demi-droites.

L'incertitude sur la soustraction du bruit de fond est statistique, de même que l'incertitude sur l'évaluation de l'efficacité des triggers. L'ensemble des incertitudes systématiques est reporté dans le tableau 6.2

6.2 Résultats concernant la production de hadrons chargés

La section efficace différentielle mesurée en fonction de p_T pour la production de hadrons chargés est donnée dans le tableau 6.3 pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $|\eta| < 1$. Nous l'avons

p_T [GeV]	$\langle p_T \rangle$ [GeV]	Efficacité [%]	$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV]
0,4 − 0,6	0,48	62,4	$(23{,}4 \pm 0{,}1 \pm 3{,}7) \times 10^3$
0,6 − 0,8	0,68	64,5	$(10{,}9 \pm 0{,}1 \pm 1{,}5) \times 10^3$
0,8 − 1,0	0,88	67,7	$(48{,}0 \pm 0{,}1 \pm 5{,}9) \times 10^2$
1,0 − 1,5	1,14	72,4	$(14{,}1 \pm 0{,}1 \pm 1{,}4) \times 10^2$
1,5 − 2,0	1,68	77,4	$(28{,}5 \pm 0{,}1 \pm 2{,}2) \times 10$
2,0 − 3,0	2,31	77,2	$(60{,}9 \pm 0{,}5 \pm 4{,}4)$
3,0 − 4,0	3,36	75,0	$(13{,}1 \pm 0{,}2 \pm 1{,}0)$
4,0 − 5,0	4,39	69,5	$(48{,}7 \pm 1{,}3 \pm 4{,}2) \times 10^{-1}$
5,0 − 7,5	5,79	68,1	$(15{,}3 \pm 0{,}4 \pm 1{,}6) \times 10^{-1}$
7,5 −10,0	8,46	65,2	$(50{,}9 \pm 2{,}5 \pm 7{,}0) \times 10^{-2}$
10,0 −15,0	11,98	61,9	$(21{,}0 \pm 1{,}2 \pm 3{,}8) \times 10^{-2}$
15,0 −20,0	17,36	59,8	$(97{,}1 \pm 8{,}4 \pm 24{,}3) \times 10^{-3}$

TAB. 6.3 – *Section efficace différentielle en fonction de p_T pour la production inclusive de hadrons chargés*

L'intervalle de p_T et sa valeur moyenne, l'efficacité totale et la section efficace différentielle pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $|\eta| < 1$. La première incertitude sur la section efficace est statistique et la seconde systématique.

également mesurée pour d'autres coupures en $W_{\gamma\gamma}$ comme montré dans la figure 6.6.

6.2.1 Paramétrisation du comportement à haute et basse impulsion transverse

La décroissance rapide de $d\sigma/dp_T$ dans l'intervalle 0,4 GeV $< p_T <$ 1,5 GeV peut, de même que pour les π^0, être décrite par une fonction exponentielle de la forme $Ae^{-p_T/\langle p_T \rangle}$. La valeur moyenne de $\langle p_T \rangle = 232 \pm 13$ MeV avec $\chi^2/d.o.f. =$ 0,7/2, ce qui est similaire à la valeur trouvée pour les π^0. A plus grand p_T, nous pouvons de nouveau utiliser une fonction de puissance de la forme Ap_T^{-B}. Pour $p_T >$ 1,5 GeV, on trouve une valeur de $B = 4{,}0 \pm 0{,}2$ mais avec $\chi^2/d.o.f. = 30{,}4/6$. Les derniers points de mesure sont plutôt mal reproduits par une telle paramétrisation. Aussi, nous avons choisi d'utiliser des fonctions de puissance dans deux intervalles distincts. Ainsi, nous trouvons, pour 1,5 GeV $< p_T <$ 5 GeV, $B = 4{,}2 \pm 0{,}2$ avec $\chi^2/d.o.f. = 4{,}7/2$ et, pour 5 GeV $< p_T <$ 20 GeV, $B = 2{,}6 \pm 0{,}3$ avec $\chi^2/d.o.f. =$ 0,7/2. Les résultats de ces paramétrisations sont montrés sur la figure 6.7a.

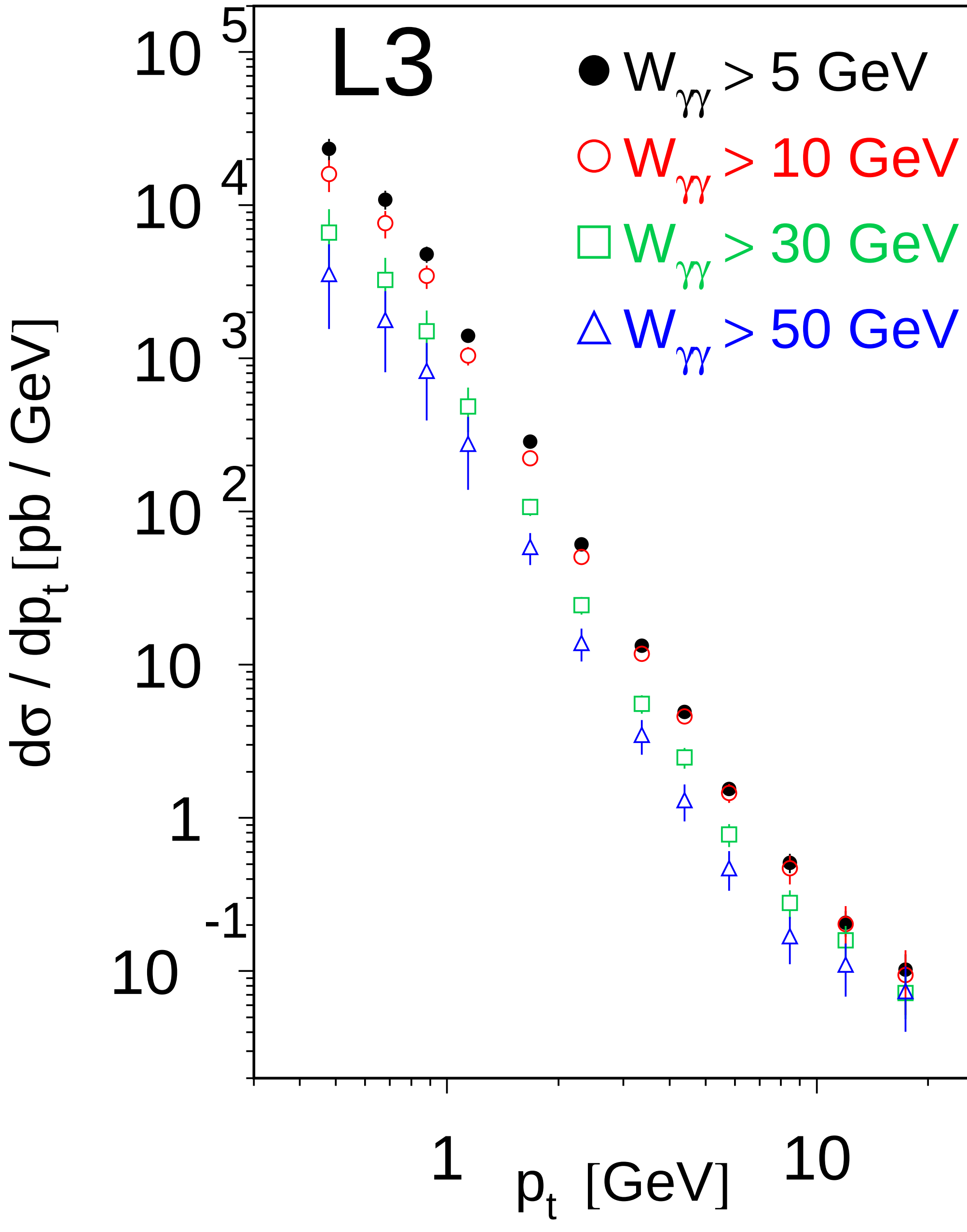


FIG. 6.6 – *Section efficace différentielle pour différents intervalles de* $W_{\gamma\gamma}$

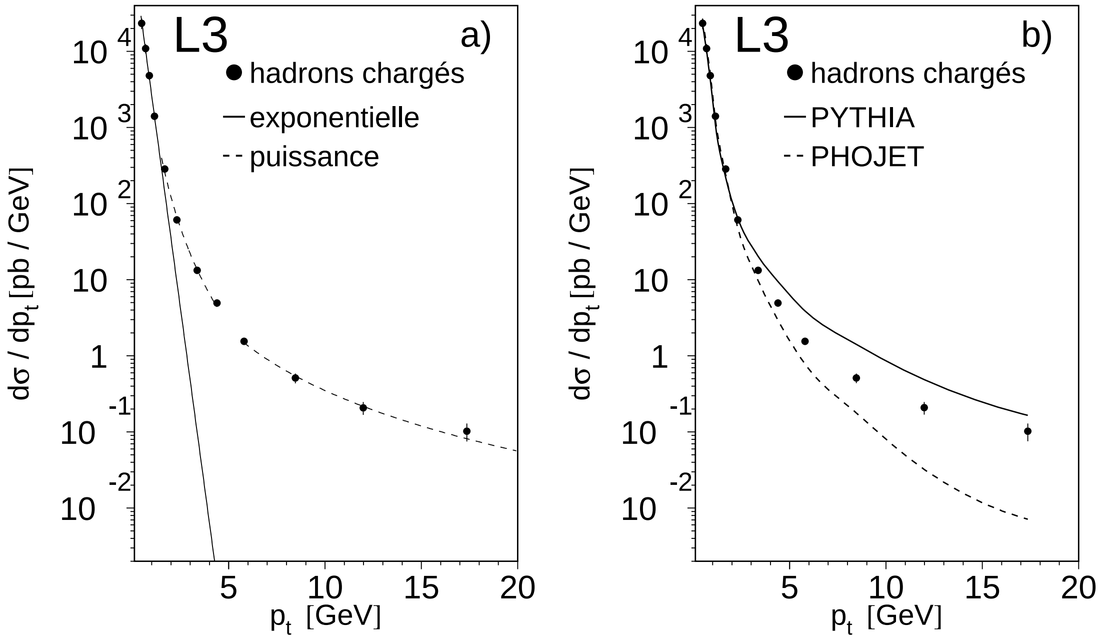


FIG. 6.7 – *Fit de la section efficace et comparaison avec PYTHIA et PHOJET*

6.2.2 Comparaison avec les prédictions des générateurs Monte Carlo

Sur la figure 6.7b, la section efficace différentielle est comparée aux prédictions des générateurs Monte Carlo. Les résultats obtenus sont très similaires à ceux obtenus dans le chapitre précédent pour les π^0 : PYTHIA est au-dessus des données tandis que PHOJET est trop bas d'un ordre de grandeur à grand p_T.

6.2.3 Comparaison avec les résultats d'OPAL

Les données mesurées à $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV peuvent être comparées aux mesures réalisées par OPAL. Il est à noter toutefois que les données d'OPAL sont analysées dans un intervalle de pseudorapidité $|\eta| < 1{,}5$. La distribution en $d\sigma/d|\eta|$ étant quasi uniforme, ces données doivent être multipliées par un facteur 2/3 pour être comparées aux nôtres. OPAL a fait une mesure à une énergie moyenne dans le centre de masse $\langle\sqrt{s}\rangle \simeq 165$ GeV. La fonction de luminosité à cette énergie est 1,5 fois plus petite qu'à 194,1 GeV. Les facteurs 2/3 et 1,5 se compensant, nous pouvons comparer telles quelles nos données à celles d'OPAL. C'est ce qui est fait sur la figure 6.8 où il apparaît que les deux expériences sont en bon accord. Il serait souhaitable qu'OPAL complète ses mesures à de plus grandes impulsions en analysant toute la statistique disponible aujourd'hui.

6.3 Résultats concernant la production de pions et de kaons chargés

De la section efficace de production des hadrons chargés, nous pouvons extraire la section efficace de production des pions chargés et des kaons chargés. Le rapport $\pi^{\pm}$ sur hadrons et $K^{\pm}$ sur hadrons est estimé bin-par-bin à partir du Monte Carlo PYTHIA. Ces rapports sont donnés dans le tableau 6.4. Leur estimation induit une incertitude supplémentaire qui est évaluée de la même manière que l'incertitude sur l'efficacité : par comparaison des différents sous-processus de PYTHIA. Elle varie de 2% à 12% pour les pions et de 14% à 24% pour les kaons.

Les sections efficaces différentielles en fonction de p_T ainsi obtenues sont données dans le tableau 6.5. Les sections efficaces différentielles des pions en fonction de p_T pour différentes coupures en $W_{\gamma\gamma}$ sont données dans le tableau 6.6. La section efficace différentielle des pions en fonction de $|\eta|$ pour $p_T > 1$ GeV est donnée dans le tableau 6.7

6.3.1 Comparaison avec les productions inclusives de π^0 et de K^0_S

La production de $\pi^{\pm}$ est comparée à la production de π^0 après avoir multiplié celle-ci par un facteur 4 : un facteur 2 pour corriger l'intervalle $|\eta| < 0{,}5$ de la mesure de π^0 et un facteur 2 pour prendre en compte la symétrie d'isospin. La production de $K^{\pm}$ est comparée à la production de K^0_S après avoir multiplié celle-ci par un facteur 4/3 : un facteur 2/3 pour corriger l'intervalle $|\eta| < 1{,}5$ de la mesure de K^0_S et un facteur 2 pour prendre en compte la non-observation de la désintégration de K^0_L.

Un bon accord est trouvé entre ces mesures en tenant compte des erreurs systématiques, comme montré sur les figures 6.9 et 6.11a. Si l'on considère que les incertitudes systématiques sont non corrélées, on trouve un rapport $\chi^2/d.o.f = 9{,}3/12$ pour les pions et $\chi^2/d.o.f = 4{,}0/7$ pour les kaons. Cet accord montre à la fois que nos résultats sont cohérents dans des canaux indépendants et que les fonctions de fragmentation implantées dans JETSET

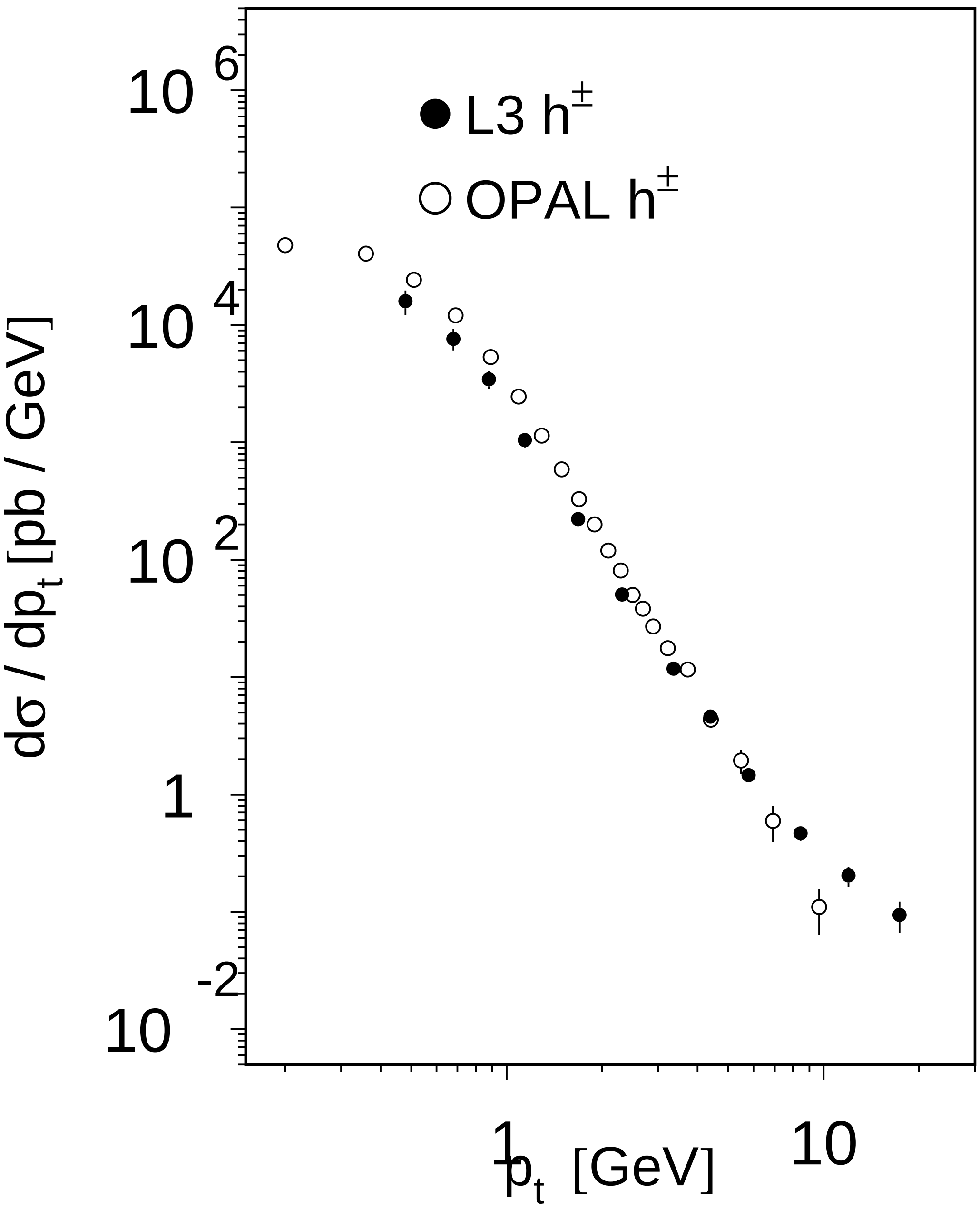


Fig. 6.8 – *Comparaison avec les résultats obtenus par OPAL*

Pour $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV, la section efficace mesurée peut être comparée avec les données d'OPAL.

p_T [GeV]	Total $\pi^\pm$ [%]	Total K$^\pm$ [%]	Total p/$\bar{\text{p}}$ [%]	VDM $\pi^\pm$ [%]	VDM K$^\pm$ [%]	VDM p/$\bar{\text{p}}$ [%]	Direct $\pi^\pm$ [%]	Direct K$^\pm$ [%]	Direct p/$\bar{\text{p}}$ [%]	Résolu $\pi^\pm$ [%]	Résolu K$^\pm$ [%]	Résolu p/$\bar{\text{p}}$ [%]
0,4 − 0,6	87 ± 1	10 ± 1	3 ± 1	88 ± 1	9 ± 1	3 ± 1	84 ± 1	14 ± 1	2 ± 1	85 ± 1	11 ± 1	3 ± 1
0,6 − 0,8	81 ± 1	14 ± 1	5 ± 1	82 ± 1	13 ± 1	5 ± 1	78 ± 1	18 ± 1	4 ± 1	80 ± 1	15 ± 1	6 ± 1
0,8 − 1,0	76 ± 1	17 ± 1	7 ± 1	78 ± 1	15 ± 1	7 ± 1	74 ± 1	21 ± 1	5 ± 1	74 ± 1	18 ± 1	8 ± 1
1,0 − 1,5	73 ± 1	19 ± 1	9 ± 1	76 ± 1	16 ± 1	8 ± 1	70 ± 1	23 ± 1	7 ± 1	71 ± 1	20 ± 1	9 ± 1
1,5 − 2,0	72 ± 1	19 ± 1	9 ± 1	79 ± 2	14 ± 1	7 ± 1	67 ± 1	23 ± 1	10 ± 1	73 ± 1	18 ± 1	8 ± 1
2,0 − 3,0	74 ± 1	18 ± 1	9 ± 1	82 ± 2	11 ± 1	6 ± 1	65 ± 1	24 ± 1	12 ± 1	76 ± 1	16 ± 1	8 ± 1
3,0 − 4,0	76 ± 1	16 ± 1	8 ± 1	82 ± 3	12 ± 1	6 ± 1	63 ± 1	25 ± 1	13 ± 1	78 ± 2	16 ± 1	6 ± 1
4,0 − 5,0	78 ± 1	15 ± 1	8 ± 1	83 ± 4	10 ± 1	6 ± 1	63 ± 2	24 ± 1	14 ± 1	80 ± 3	14 ± 1	6 ± 1
5,0 − 7,5	80 ± 1	13 ± 1	6 ± 1	81 ± 4	10 ± 1	9 ± 1	60 ± 3	26 ± 2	14 ± 1	82 ± 3	12 ± 1	6 ± 1
7,5 −10,0	81 ± 2	12 ± 1	7 ± 1	83 ± 6	10 ± 2	7 ± 2	60 ± 6	25 ± 3	14 ± 3	81 ± 5	12 ± 2	7 ± 2
10,0 −15,0	81 ± 2	13 ± 1	6 ± 1	82 ± 7	10 ± 2	8 ± 2	63 ± 8	22 ± 5	15 ± 4	83 ± 5	10 ± 2	7 ± 2
15,0 −20,0	84 ± 3	11 ± 1	5 ± 1	84 ± 12	14 ± 5	2 ± 2	43 ± 17	43 ± 17	14 ± 10	83 ± 10	9 ± 3	8 ± 3

TAB. 6.4 – *Pourcentage de pions, kaons et protons/antiprotons*

Pour chacun des sous-processus de PYTHIA et pour le mélange total, la contribution de chaque saveur est calculée en fonction de p_T.

$\langle p_T \rangle$ [GeV]	$d\sigma/dp_T$ pour les pions [pb/GeV]	$d\sigma/dp_T$ pour les kaons [pb/GeV]
0,48	$(20{,}3 \pm 0{,}1 \pm 3{,}3) \times 10^3$	$(23{,}7 \pm 0{,}1 \pm 5{,}1) \times 10^2$
0,68	$(88{,}1 \pm 0{,}1 \pm 12{,}5) \times 10^2$	$(15{,}3 \pm 0{,}1 \pm 3{,}1) \times 10^2$
0,88	$(36{,}5 \pm 0{,}1 \pm 4{,}5) \times 10^2$	$(80{,}7 \pm 0{,}2 \pm 15{,}3) \times 10$
1,14	$(10{,}2 \pm 0{,}1 \pm 1{,}0) \times 10^2$	$(26{,}4 \pm 0{,}1 \pm 4{,}7) \times 10$
1,68	$(20{,}5 \pm 0{,}1 \pm 1{,}6) \times 10$	$(54{,}3 \pm 0{,}4 \pm 9{,}2)$
2,31	$(44{,}7 \pm 0{,}3 \pm 3{,}5)$	$(10{,}9 \pm 0{,}1 \pm 1{,}9)$
3,36	$(10{,}0 \pm 0{,}2 \pm 0{,}9)$	$(21{,}3 \pm 0{,}4 \pm 3{,}8) \times 10^{-1}$
4,39	$(37{,}8 \pm 1{,}0 \pm 3{,}6) \times 10^{-1}$	$(71{,}3 \pm 2{,}4 \pm 13{,}4) \times 10^{-2}$
5,79	$(12{,}3 \pm 0{,}4 \pm 1{,}4) \times 10^{-1}$	$(20{,}6 \pm 0{,}8 \pm 4{,}2) \times 10^{-2}$
8,46	$(41{,}0 \pm 2{,}1 \pm 6{,}2) \times 10^{-2}$	$(62{,}9 \pm 4{,}1 \pm 14{,}8) \times 10^{-3}$
11,98	$(16{,}9 \pm 1{,}0 \pm 3{,}4) \times 10^{-2}$	$(27{,}7 \pm 2{,}1 \pm 7{,}7) \times 10^{-3}$
17,36	$(81{,}3 \pm 7{,}1 \pm 22{,}5) \times 10^{-3}$	$(10{,}7 \pm 1{,}4 \pm 3{,}7) \times 10^{-3}$

TAB. 6.5 – *Sections efficaces différentielles en fonction de p_T pour la production inclusive de $\pi^\pm$ et de $\mathrm{K}^\pm$*

Les sections efficaces sont mesurées pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $|\eta| < 1$. La première incertitude est statistique et la seconde systématique.

$\langle p_T \rangle$ [GeV]	$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV] $W_{\gamma\gamma} > 10$ GeV	$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV] $W_{\gamma\gamma} > 30$ GeV	$d\sigma/dp_T$ [pb/GeV] $W_{\gamma\gamma} > 50$ GeV
0,48	$(13{,}7 \pm 0{,}1 \pm 3{,}2) \times 10^3$	$(56{,}2 \pm 0{,}2 \pm 23{,}8) \times 10^2$	$(30{,}1 \pm 0{,}2 \pm 17{,}0) \times 10^2$
0,68	$(60{,}6 \pm 0{,}1 \pm 12{,}5) \times 10^2$	$(25{,}3 \pm 0{,}1 \pm 9{,}9) \times 10^2$	$(13{,}8 \pm 0{,}1 \pm 7{,}5) \times 10^2$
0,88	$(25{,}7 \pm 0{,}1 \pm 4{,}5) \times 10^2$	$(10{,}9 \pm 0{,}1 \pm 3{,}9) \times 10^2$	$(59{,}3 \pm 0{,}6 \pm 31{,}2) \times 10$
1,14	$(74{,}3 \pm 0{,}2 \pm 10{,}3) \times 10$	$(33{,}5 \pm 0{,}2 \pm 10{,}7) \times 10$	$(18{,}9 \pm 0{,}2 \pm 9{,}5) \times 10$
1,68	$(15{,}6 \pm 0{,}1 \pm 1{,}0) \times 10$	$(73{,}5 \pm 0{,}8 \pm 8{,}9)$	$(39{,}4 \pm 0{,}7 \pm 9{,}4)$
2,31	$(36{,}4 \pm 0{,}3 \pm 2{,}2)$	$(17{,}2 \pm 0{,}3 \pm 2{,}0)$	$(96{,}1 \pm 2{,}3 \pm 23{,}4) \times 10^{-1}$
3,36	$(88{,}8 \pm 1{,}5 \pm 5{,}8) \times 10^{-1}$	$(40{,}5 \pm 1{,}1 \pm 4{,}6) \times 10^{-1}$	$(25{,}5 \pm 1{,}1 \pm 6{,}5) \times 10^{-1}$
4,39	$(35{,}7 \pm 1{,}0 \pm 2{,}9) \times 10^{-1}$	$(18{,}9 \pm 0{,}8 \pm 2{,}2) \times 10^{-1}$	$(96{,}5 \pm 6{,}0 \pm 26{,}0) \times 10^{-2}$
5,79	$(11{,}7 \pm 0{,}4 \pm 1{,}2) \times 10^{-1}$	$(60{,}4 \pm 2{,}5 \pm 7{,}2) \times 10^{-2}$	$(36{,}5 \pm 2{,}1 \pm 10{,}5) \times 10^{-2}$
8,46	$(37{,}8 \pm 2{,}0 \pm 5{,}6) \times 10^{-2}$	$(22{,}1 \pm 1{,}5 \pm 2{,}9) \times 10^{-2}$	$(13{,}1 \pm 1{,}2 \pm 4{,}4) \times 10^{-2}$
11,98	$(16{,}4 \pm 1{,}0 \pm 3{,}4) \times 10^{-2}$	$(12{,}7 \pm 0{,}9 \pm 1{,}8) \times 10^{-2}$	$(84{,}1 \pm 7{,}4 \pm 31{,}5) \times 10^{-3}$
17,36	$(78{,}9 \pm 7{,}0 \pm 23{,}9) \times 10^{-3}$	$(60{,}0 \pm 6{,}3 \pm 10{,}1) \times 10^{-3}$	$(61{,}3 \pm 7{,}5 \pm 27{,}2) \times 10^{-3}$

TAB. 6.6 – *Section efficace différentielle en fonction de p_T pour la production inclusive de $\pi^\pm$ pour différentes coupures en $W_{\gamma\gamma}$*

Les sections efficaces sont mesurées pour $|\eta| < 1$. La première incertitude est statistique et la seconde systématique.

$\|\eta\|$	$d\sigma/d\|\eta\|$ [pb]
0,0 − 0,2	638 ± 3 ± 80
0,2 − 0,4	677 ± 3 ± 84
0,4 − 0,6	693 ± 4 ± 86
0,6 − 0,8	719 ± 4 ± 90
0,8 − 1,0	687 ± 4 ± 86

TAB. 6.7 – *Section efficace différentielle en fonction de $|\eta|$ pour la production inclusive de $\pi^{\pm}$*

La section efficace est mesurée pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $p_T > 1$ GeV. La première incertitude est statistique et la seconde systématique.

sont valables.

6.3.2 Comparaison avec les calculs théoriques

Sur les figures 6.11b et 6.10a, les données sont comparées aux prédiction théoriques de B. Kniehl. Le désaccord à grand p_T observé dans le canal π^0 est vérifié dans le cas des $\pi^{\pm}$. Pour tester les calculs de QCD perturbative dans des régions où les processus non perturbatifs sont moins importants, B. Kniehl a eu l'amabilité de refaire ses calculs pour différentes coupures en $W_{\gamma\gamma}$. Les résultats obtenus par OPAL semblaient en effet suggérer qu'un meilleur accord pouvait être trouvé pour de plus grandes masses. Mais la coupure en $W_{\gamma\gamma}$, comme montré sur la figure 6.10b, affecte principalement la section efficace à bas p_T. Il n'y a donc pas d'amélioration visible à grand p_T.

Les prédictions théoriques de NLO QCD, de même que les Monte Carlo, décrivent correctement la forme de la distribution en pseudorapidité, comme on peut le voir sur les figures 6.11. La valeur de la section efficace dépend évidemment de l'intervalle en p_T considéré. Nous avons choisi de montrer l'intervalle dans lequel l'accord est le meilleur avec la théorie. Toutefois, l'incertitude d'échelle montre que les calculs perturbatifs ne sont pas adaptés à cette basse valeur de p_T. Pour des intervalles de p_T plus grands, la distribution en η est uniforme et sa forme est correctement décrite, bien que la valeur de la section efficace ne soit pas juste.

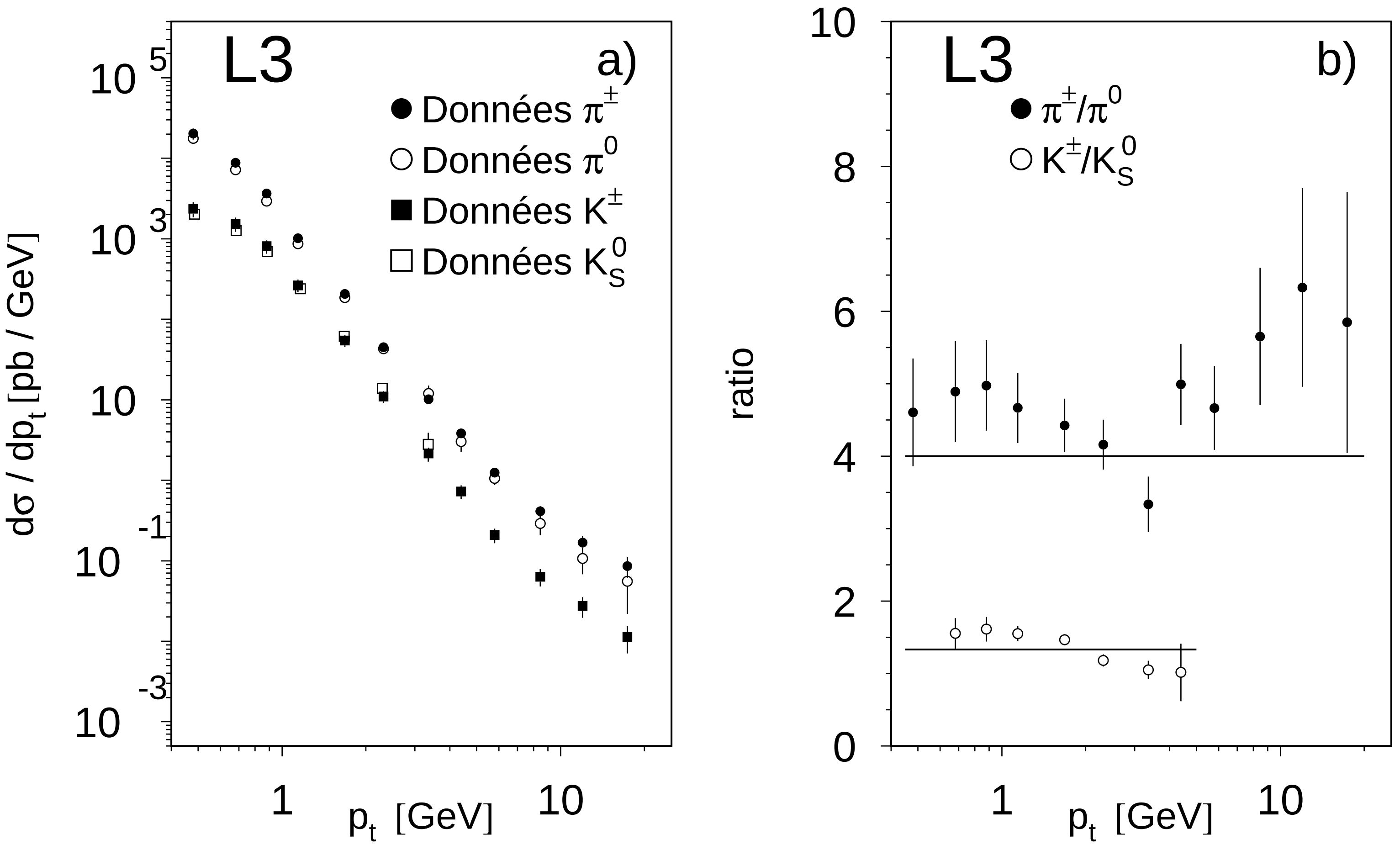


Fig. 6.9 – *Comparaison des sections efficaces des $\pi^{\pm}$ avec les π^0 et des $\mathrm{K}^{\pm}$ avec les $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$*

Sur la figure de gauche, la section efficace différentielle des π^0 est corrigée par un facteur 4, tandis que celle des $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$ est corrigée par un facteur 4/3. Le rapport des sections efficaces non corrigées, montré sur la figure de droite, est en accord avec les valeurs de 4 et 4/3 respectivement.

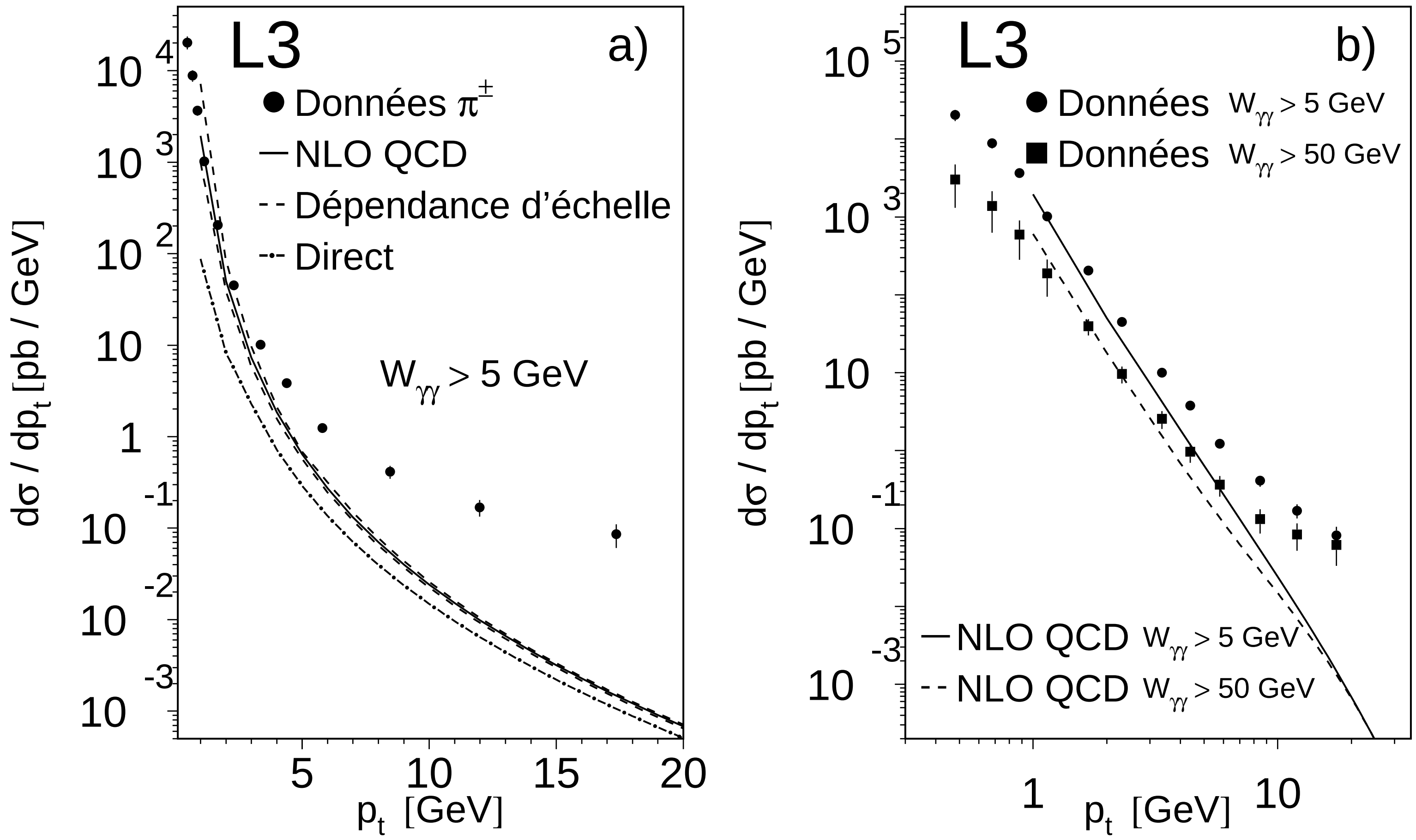


FIG. 6.10 – *Comparaison avec les calculs théoriques*

A gauche, les données sont comparées aux calculs théoriques (NLO QCD) pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV. La ligne pleine correspond aux calculs pour $\xi = 1$. Les lignes traitillées correspondent à $\xi = 0{,}5$ et $\xi = 2$ et représentent l'incertitude d'échelle. A droite, données et calculs théoriques sont réalisés pour deux coupures différentes : $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $W_{\gamma\gamma} > 50$ GeV. Cette variation de coupure modifie la section efficace à bas p_T principalement.

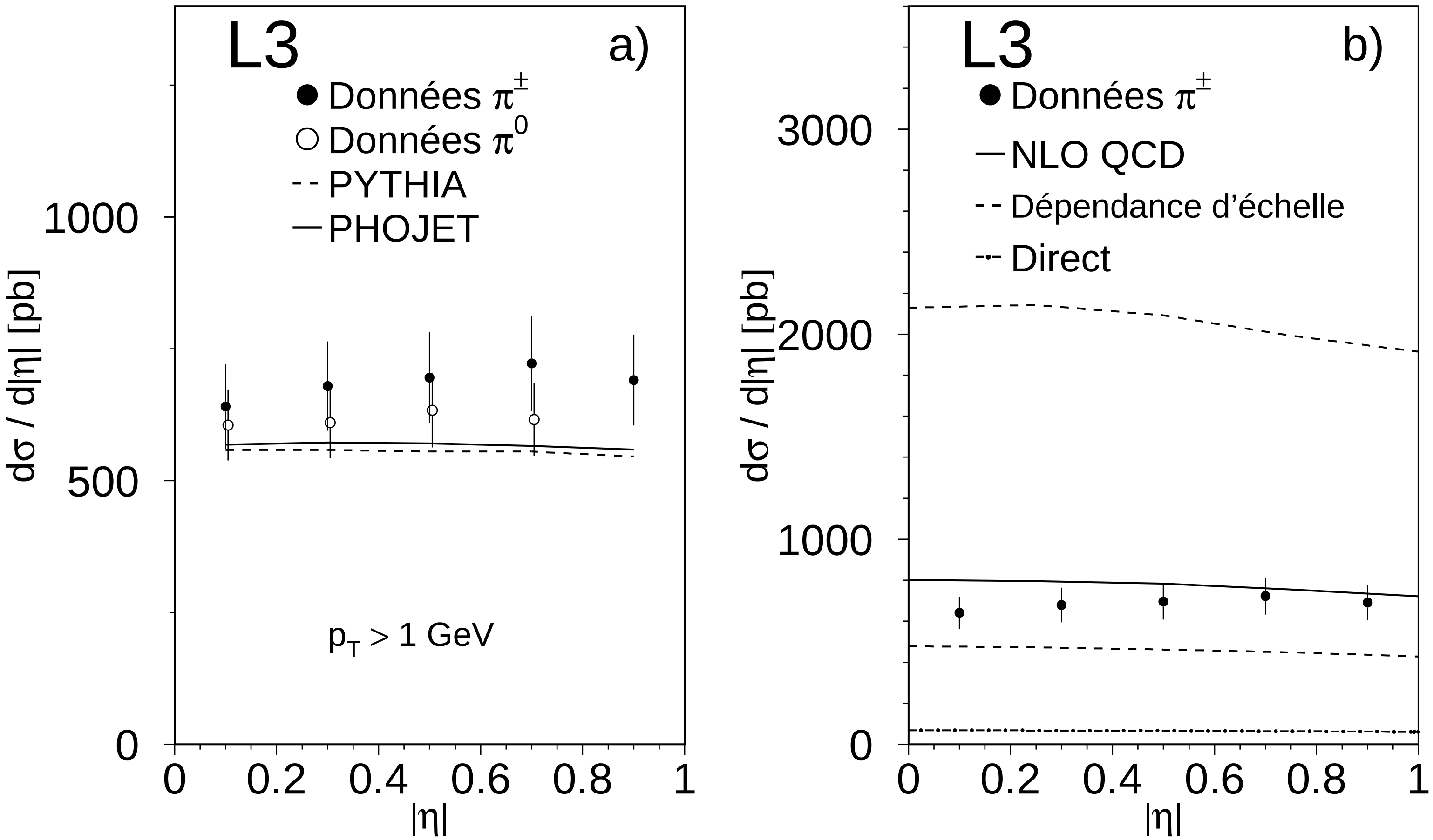


FIG. 6.11 – *Comparaison de la section efficace $d\sigma/d|\eta|$ avec les prédictions Monte Carlo, les calculs théoriques et les mesures faites pour les π^0 pour $p_T > 1$ GeV*

Sur la figure de gauche, la section efficace différentielle des π^0 est corrigée par un facteur 2. Les prédictions des Monte Carlo sont représentées par des lignes. Sur la figure de droite, la ligne pleine correspond aux calculs de QCD pour $\xi = 1$. Les lignes traitillées correspondent à $\xi = 0{,}5$ et $\xi = 2$ et représentent l'incertitude d'échelle.

Chapitre 7

Production inclusive de jets

"Mais tout n'est pas avantage chez le chercheur. Plus il trouve, moins il a du temps pour connaître sa nouvelle ignorance."

Henri Michaux,
"Passages"

Deux méthodes, nous l'avons dit, sont complémentaires en Chromodynamique Quantique. La première consiste à étudier la production de particules individuelles, la seconde la production de jets de particules. Dans le premier cas, la comparaison entre données et théorie repose sur le principe d'universalité de l'hadronisation : un parton q d'énergie donnée a la même probabilité de produire un hadron h quelle que soit la réaction qui a mené à l'existence de ce parton. Il est donc possible d'utiliser les fonctions de fragmentation mesurées dans un canal dans n'importe quel autre canal. Dans le second cas, on suppose que les variables cinématiques du jet de hadrons sont les mêmes que celles du parton initial.

Il nous est donc apparu nécessaire de compléter les deux analyses précédentes par l'analyse de la production inclusive de jets. Ce canal, en outre, nous permettra d'explorer des zones de plus grand p_T. Dans ce chapitre, nous décrirons donc comment nous avons défini des jets de particules, quelles sont les propriétés de ces jets, avant de décrire les mesures que nous avons faites et leur comparaison avec des modèles théoriques.

7.1 Méthode

7.1.1 Optimisation des algorithmes de jets

Les coupures de sélection des événements $e^+e^- \to e^+e^- hadrons$ sont les mêmes que précédemment. Nous allons détailler ici quelles sont les particules employées pour former des jets ainsi que les algorithmes dont nous nous servons.

Nous définissons un jet au niveau générateur en utilisant tous les photons, les pions chargés, les protons, les neutrons et les kaons chargés. Aucune coupure n'est appliquée sur l'énergie ou la position de ces particules.

Les particules vues dans le détecteur, qu'il s'agisse des données ou des particules reconstruites dans les Monte Carlo, sont :

- Des traces répondant aux critères décrits dans le chapitre 4 et ayant une impulsion transverse inférieure à 100 GeV.
- Des gerbes dans le BGO. L'énergie associée à celles-ci est l'énergie déposée dans les calorimètres électromagnétiques corrigée pour une gerbe électromagnétique. Nous n'utilisons pas l'énergie associée dans les calorimètres hadroniques. Comme on peut le voir sur la figure 7.1, ceci nous permet d'avoir une bonne résolution en énergie.

Nous n'utilisons pas les gerbes sises uniquement dans les calorimètres hadroniques car quels que soient les facteurs de corrections utilisés pour l'énergie (facteurs "G"), la résolution en énergie des gerbes de basse énergie est trop mauvaise.

Nous utiliserons deux algorithmes en k_T dans cette analyse. Le premier est DURHAM, tel qu'implémenté dans la sous-routine APJET1 de L3. Rappelons que les particules y sont associées deux par deux jusqu'à ce que les distances $y_{ij} = 2\, min(E_i^2,E_j^2)\,(1 - cos\theta_{ij})/E_{vis}^2$ soient toutes supérieures à la variable y_{cut}. Le second est un algorithme à la Ellis et Soper (voir figure 1.13), implémenté dans le paquet KTCLUS [133]. Celui-ci présente l'avantage de pouvoir fonctionner avec une géométrie cylindrique, plus adaptée à notre cinématique. La distance entre deux particules y est définie par $d_{ij} = min(p_{Ti}^2,p_{Tj}^2)((\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2)/D^2$, où D est un paramètre ajustable similaire à la variable R des algorithmes de cônes.

Le choix des paramètres des jets est le suivant. Pour DURHAM, nous avons choisi un y_{cut} = 0,1 à l'aide de la figure 7.2a. Cette valeur permet de maximiser le nombre d'événements à deux jets. Si l'on observe la figure 7.2b, on remarquera toutefois que le

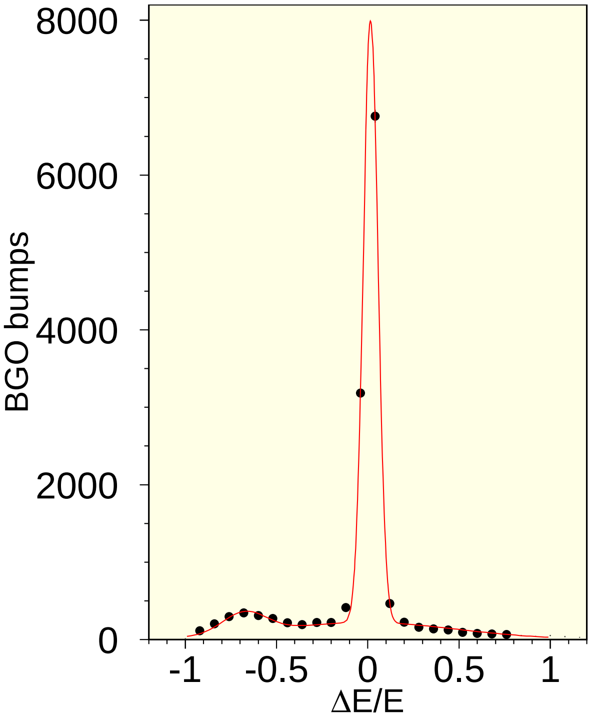


FIG. 7.1 – *Résolution du BGO*

Sans utiliser l'information contenue dans les calorimètres hadroniques, l'énergie des particules neutres mesurée à l'aide du BGO a une très bonne résolution, même si quelques neutrons ont $\Delta E/E \simeq -0{,}7$.

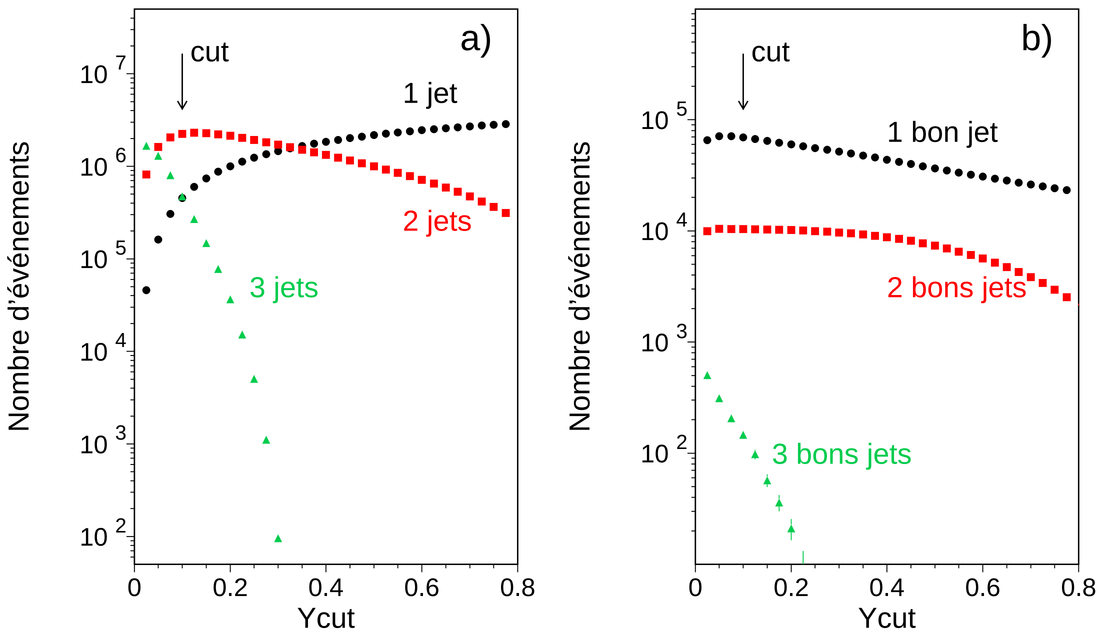


FIG. 7.2 – *Nombre de jets en fonction de y_{cut}*

Le nombre d'événements avec 1, 2 et 3 jets varie en fonction de la valeur de y_{cut} utilisée dans l'algorithme DURHAM. Sur la figure de gauche, aucune coupure n'est appliquée sur les jets. Sur celle de droite, on demande des jets ayant un $p_T > 3$ GeV et une pseudo-rapidité $|\eta| < 1$ ("bons jets").

nombre de jets à $p_T > 3$ GeV et $|\eta| < 1$ est relativement constant avec cette variable. Pour KTCLUS, nous avons opté pour le choix standard $D = 1$. Celui-ci nous permettra de comparer nos résultats avec des prédictions théoriques et les résultats obtenus par OPAL.

7.1.2 Analyse de la composition des jets

Le tableau 7.1 et les figures 7.3 et 7.4 nous permettent de comparer les données et les générateurs Monte Carlo et d'étudier différentes variables afin d'analyser la composition des jets pour les deux algorithmes utilisés. Ici et dans toute la suite, nous ne nous intéressons qu'aux jets qui ont une impulsion transverse $p_T > 3$ GeV et une pseudorapidité $|\eta| < 1$. Sauf mention contraire, le terme "jet" ne désignera que ceux-ci.

Les variables utilisées sont le nombre total de jets reconstruits et les valeurs moyennes du nombre de jets dans les événements comprenant au moins un jet, du nombre de particules par jet, du nombre de particules en dehors des jets, du nombre de traces et

variable	DURHAM Données	DURHAM PYTHIA	DURHAM PHOJET	KTCLUS Données	KTCLUS PYTHIA	KTCLUS PHOJET
Nombre de jets	92255	82936	60125	69287	71073	48137
$\langle$ Nombre de jets $\rangle$	1,14	1,35	1,13	1,18	1,43	1,17
$\langle$N(particules) par jet$\rangle$	10,01	8,24	8,59	6,07	5,35	5,49
$\langle$N(particules) hors jets$\rangle$	10,64	5,58	6,82	14,40	9,06	9,88
$\langle$N(traces)+N(gerbes) par jet$\rangle$ $3<p_T<5$	2,82+6,77	3,10+4,63	3,00+4,99	2,18+3,73	2,36+2,68	2,38+2,83
$\langle$N(traces)+N(gerbes) par jet$\rangle$ $5<p_T<10$	3,49+8,05	3,88+5,18	3,91+6,07	2,39+3,86	2,67+2,78	2,81+3,16
$\langle$N(traces)+N(gerbes) par jet$\rangle$ $10<p_T<25$	4,32+9,01	4,87+5,72	4,88+7,20	2,50+3,79	2,99+2,88	3,14+3,32
$\langle$N(traces)+N(gerbes) par jet$\rangle$ $25<p_T<45$	4,67+9,13	5,67+5,94	-	2,35+2,76	3,00+2,38	-
$\langle$r$\rangle$ pour $\Psi_N(r) = 0{,}5$	0,46	0,38	0,41	0,38	0,33	0,35
$\langle$r$\rangle$ pour $\Psi_E(r) = 0{,}5$	0,35	0,26	0,30	0,22	0,19	0,20
$\langle$thrust$\rangle$ des événements	0,813	0,853	0,845	0,824	0,863	0,854
$\langle p_T$(1 particule) / p_T(jet)$\rangle$ $3<p_T<5$	0,405	0,459	0,446	0,503	0,535	0,528
$\langle p_T$(1 particule) / p_T(jet)$\rangle$ $5<p_T<10$	0,407	0,450	0,425	0,537	0,548	0,530
$\langle p_T$(1 particule) / p_T(jet)$\rangle$ $10<p_T<25$	0,447	0,462	0,430	0,650	0,592	0,581
$\langle p_T$(1 particule) / p_T(jet)$\rangle$ $25<p_T<45$	0,584	0,538	-	0,814	0,751	-
$\langle p_T(1\ \pi^\pm)$ / p_T(jet)$\rangle$ $3<p_T<5$	0,351	0,417	0,405	0,437	0,493	0,483
$\langle p_T(1\ \pi^\pm)$ / p_T(jet)$\rangle$ $5<p_T<10$	0,356	0,411	0,391	0,475	0,522	0,494
$\langle p_T(1\ \pi^\pm)$ / p_T(jet)$\rangle$ $10<p_T<25$	0,418	0,421	0,400	0,578	0,592	0,552
$\langle p_T(1\ \pi^\pm)$ / p_T(jet)$\rangle$ $25<p_T<45$	0,641	0,544	-	0,769	0,740	-
$\langle p_T$(particules) / p_T(jet)$\rangle$ $3<p_T<5$	0,117	0,145	0,138	0,173	0,201	0,195
$\langle p_T$(particules) / p_T(jet)$\rangle$ $5<p_T<10$	0,094	0,120	0,108	0,157	0,177	0,165
$\langle p_T$(particules) / p_T(jet)$\rangle$ $10<p_T<30$	0,076	0,098	0,086	0,156	0,163	0,150
$\langle p_T$(particules) / p_T(jet)$\rangle$ $30<p_T<50$	0,062	0,078	-	0,195	0,184	-

TAB. 7.1 – *Comparaisons données-Monte Carlo pour les jets*

Les données et les générateurs Monte Carlo sont comparés pour les deux algorithmes de jet pour des jets à $p_T > 3$ GeV et $|\eta| < 1$.

du nombre de gerbes électromagnétiques pour différentes valeurs de l'impulsion transverse du jet. La forme d'un jet peut s'étudier à l'aide de l'énergie transverse ($E_T(r)$) comprise dans un cône de demi-rayon $r = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$ autour de l'axe du jet, ou du nombre de particules ($N(r)$) comprises dans ce cône. On définit pour cela les variables $\Psi_E(r) = \frac{E_T(r)}{E_T(r=1)}$ et $\Psi_N(r) = \frac{N(r)}{N(r=1)}$. Sur le tableau 7.1 sont données les valeurs moyennes de r pour lesquelles $\Psi_N(r) = 0{,}5$ et $\Psi_E(r) = 0{,}5$. Le thrust d'un événement est défini par $T = 2\ max(|\sum_i \vec{p_L}|/\sum|\vec{p}|)$ où p_L est le moment par rapport à un axe $\vec{n}$ choisi pour maximiser T. Quand les particules d'un événement sont colinéaires, le thrust est proche de 1. Si les particules ont une répartition isotropique, le thrust est proche de 0,5. Sont également étudiées la fraction moyenne d'énergie du jet emportée par la particule la plus énergétique qui le compose, par la trace chargée la plus énergétique qui le compose et enfin la fraction d'énergie emportée par un particule quelconque, en fonction de p_T(jet).

Il convient, dans le tableau 7.1, de bien distinguer les différences entre les algorithmes et les différences entre données et Monte Carlo. Quelques faits importants nous paraissent ressortir de ces comparaisons. Tout d'abord, les jets à grand p_T sont principalement obtenus dans DURHAM en augmentant le nombre de particules par jets, tandis que dans KTCLUS ils sont dus à la présence de particules de grand p_T. Ensuite, KTCLUS semble généralement plus précis que DURHAM en utilisant moins de particules. Enfin les fonctions de fragmentation des Monte Carlo sous-estiment le nombre de gerbes électromagnétiques des données, surtout à grand p_T. Nous allons étayer ces points.

Le nombre de traces et de gerbes électromagnétiques dans les jets est, dans KTCLUS, quasiment constant avec p_T. La fraction d'énergie moyenne emportée par les particules est donc à peu près constante également. L'énergie des jets à grand p_T est portée principalement par une seule particule, généralement une trace chargée.

Avec DURHAM, le nombre de traces et de gerbes augmente régulièrement avec p_T. La fraction d'énergie emportée par chacune des particule diminue donc fortement en fonction de p_T, tandis que la fraction d'énergie emportée par la particule ou la trace la plus énergétique augmente moins vite qu'avec KTCLUS.

En moyenne, DURHAM utilise beaucoup plus de particules, et surtout de gerbes électromagnétiques que KTCLUS (figures 7.3a et b). Mais la plus grande densité de particule (Ψ_N) et d'énergie (Ψ_E) autour de l'axe des jets définis à l'aide de KTCLUS par rapport à ceux définis à l'aide de DURHAM, laisse à penser que KTCLUS reconstruit de "meilleurs" jets puisque, pour les mêmes événements, l'axe des jets formés par KTCLUS se trouve dans une région plus dense en énergie et en particules (figures 7.4a et b). Utilisant plus de particules et surtout des particules plus éloignées, DURHAM donne des jets dont la direction n'est semble-t-il pas optimale.

Les événements ayant au moins un jet ont moins de particules dans les Monte Carlo que dans les données. Le nombre de particules par jet et en dehors des jets est donc en moyenne plus élevé pour les données (figure 7.3). Les variables Ψ_E et Ψ_N nous montrent que les données ont des jets légèrement plus larges que les Monte Carlo. La distribution de $\Psi_E(r)$, sur les figures 7.4a et b, nous montre qu'en utilisant KTCLUS, qui utilise beaucoup moins de gerbes électromagnétiques pour reconstruire les jets, l'accord entre données et Monte Carlo est meilleur. La plus grande dispersion des particules dans les données est confirmée par la valeur du thrust des événements, quel que soit l'algorithme de jet. Tout cela laisse à penser que les fonctions de fragmentations implémentées dans JETSET sous-estiment le nombre total de particules neutres issues de la désintégration de quarks énergétiques.

7.1.3 Résolution

La distribution en pseudorapidité des jets est uniforme dans l'intervalle étudié avec une plus faible acceptance à $\eta \simeq \pm 1$ comme montré dans les figures 7.5a et b. Les Monte Carlo reproduisent correctement les données. La distribution en p_T des données (figures 7.5c et d) est, ici encore, mieux reproduite par PHOJET à bas p_T et par PYTHIA à grand p_T.

La résolution en p_T est mesurée à l'aide de PYTHIA. Avec le même algorithme, des jets sont calculés au niveau générateur et au niveau reconstruit. En associant chaque jet "reconstuit" avec le jet "généré" le plus proche dans l'espace (η,ϕ), on obtient les distributions de la figure 7.6. Un assez bon accord est obtenu entre les valeurs de p_T et de η pour les jets générés et reconstruits. Les valeurs extrêmes de la distribution en η souffrent d'un effet de bord : si la pseudorapidité du jet reconstruit est très proche de 1, seuls des jets générés d'une valeur voisine ou inférieure lui seront associés puisque les jets ne sont pris en considération que pour $\eta < 1$. La valeur moyenne de la pseudorapidité de ces jets sera donc nécéssairement plus basse que 1.

Pour les jets à $|\eta| < 1$, on calcule $\Delta p_T/p_T = 2\frac{p_T(rec)-p_T(gen)}{p_T(rec)+p_T(gen)}$. Les valeurs pour différents intervalles de p_T sont données dans le tableau 7.2. Les jets au niveau reconstruits sont faits avec des traces et des gerbes électromagnétiques. La résolution relative des premières augmente avec p_T tandis que celle des secondes diminue. Avec DURHAM, qui utilise beaucoup

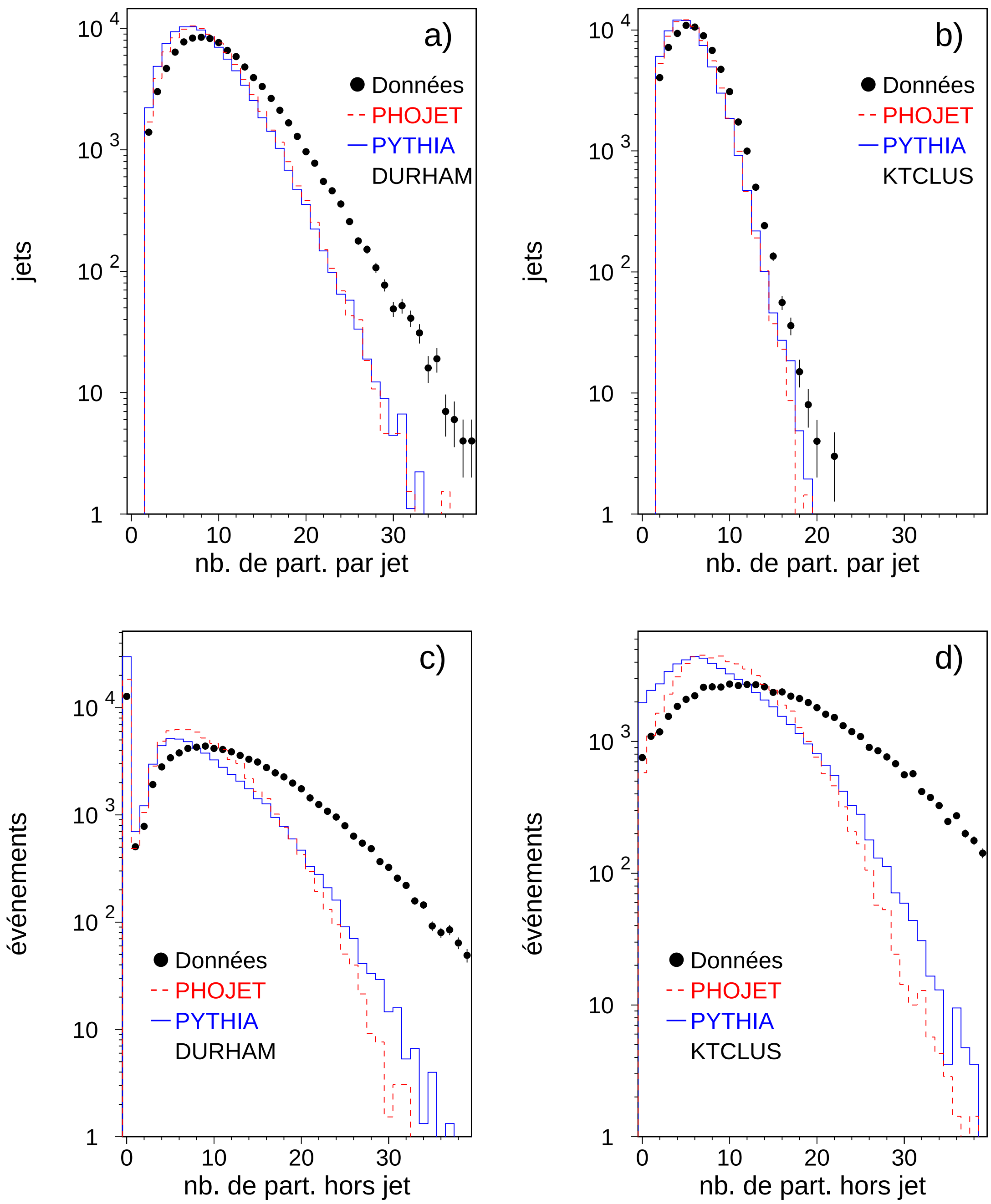


FIG. 7.3 – *Nombre de particules dans / hors des jets*

Les Monte Carlo sont normalisés au nombre de jets dans les données.

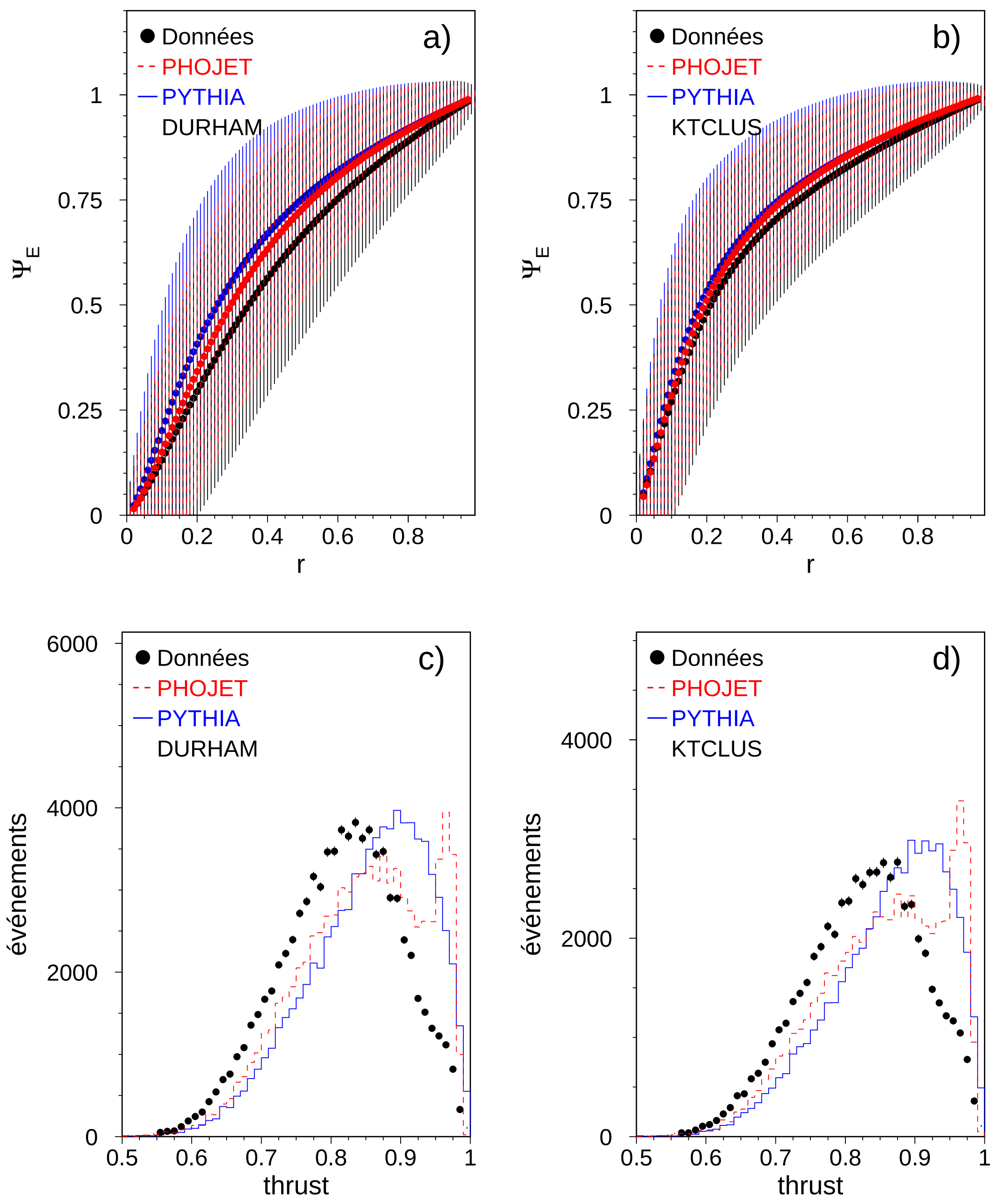


FIG. 7.4 – *Densité d'énergie des jets et thrust des événements séléctionnés*

Pour la distribution du thrust, les Monte Carlo sont normalisés au nombre d'événements dans les données.

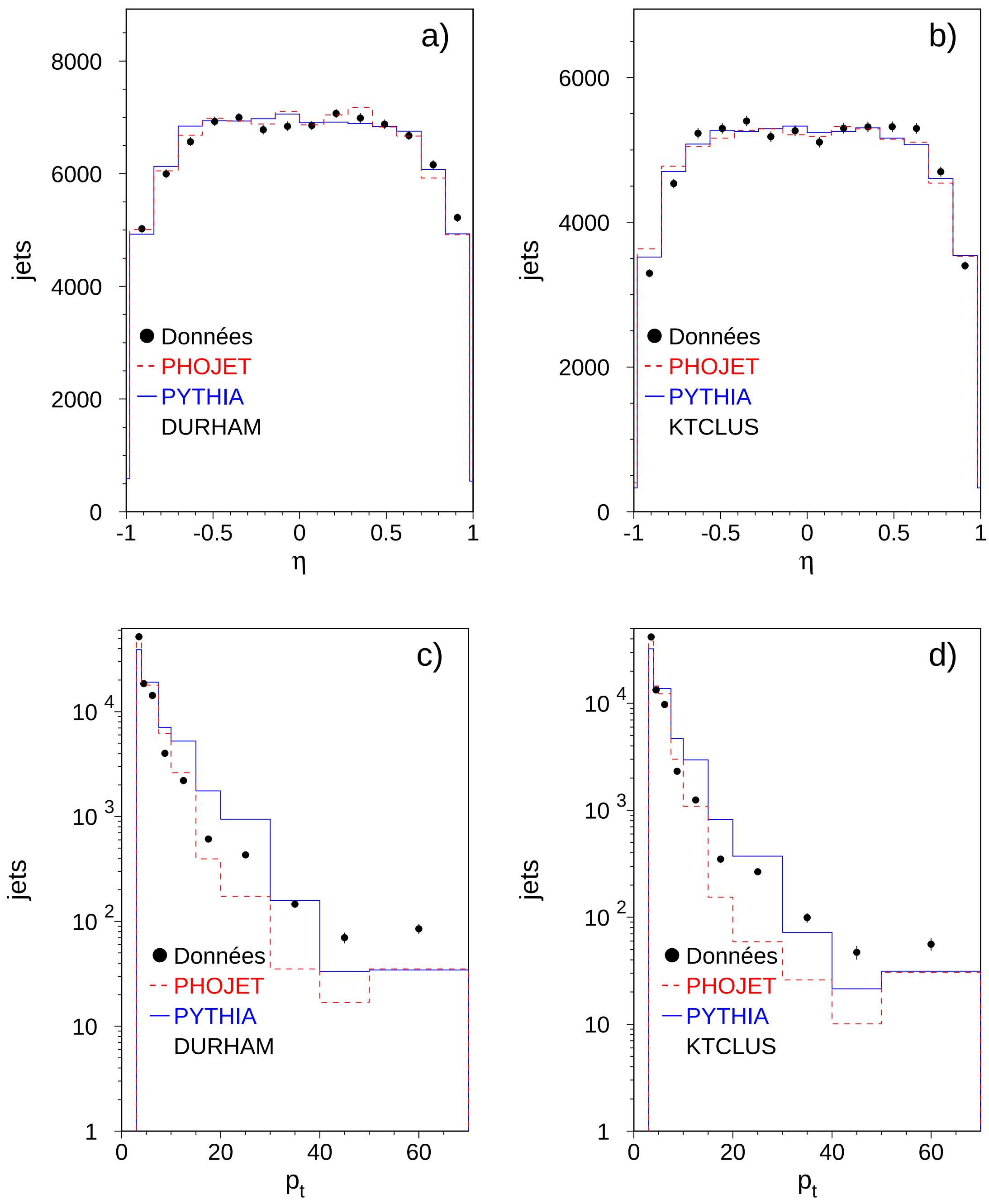


FIG. 7.5 – *Distributions en pseudorapidité et en impulsion transverse des jets reconstruits*
Les Monte Carlo sont normalisés au nombre de jets dans les données.

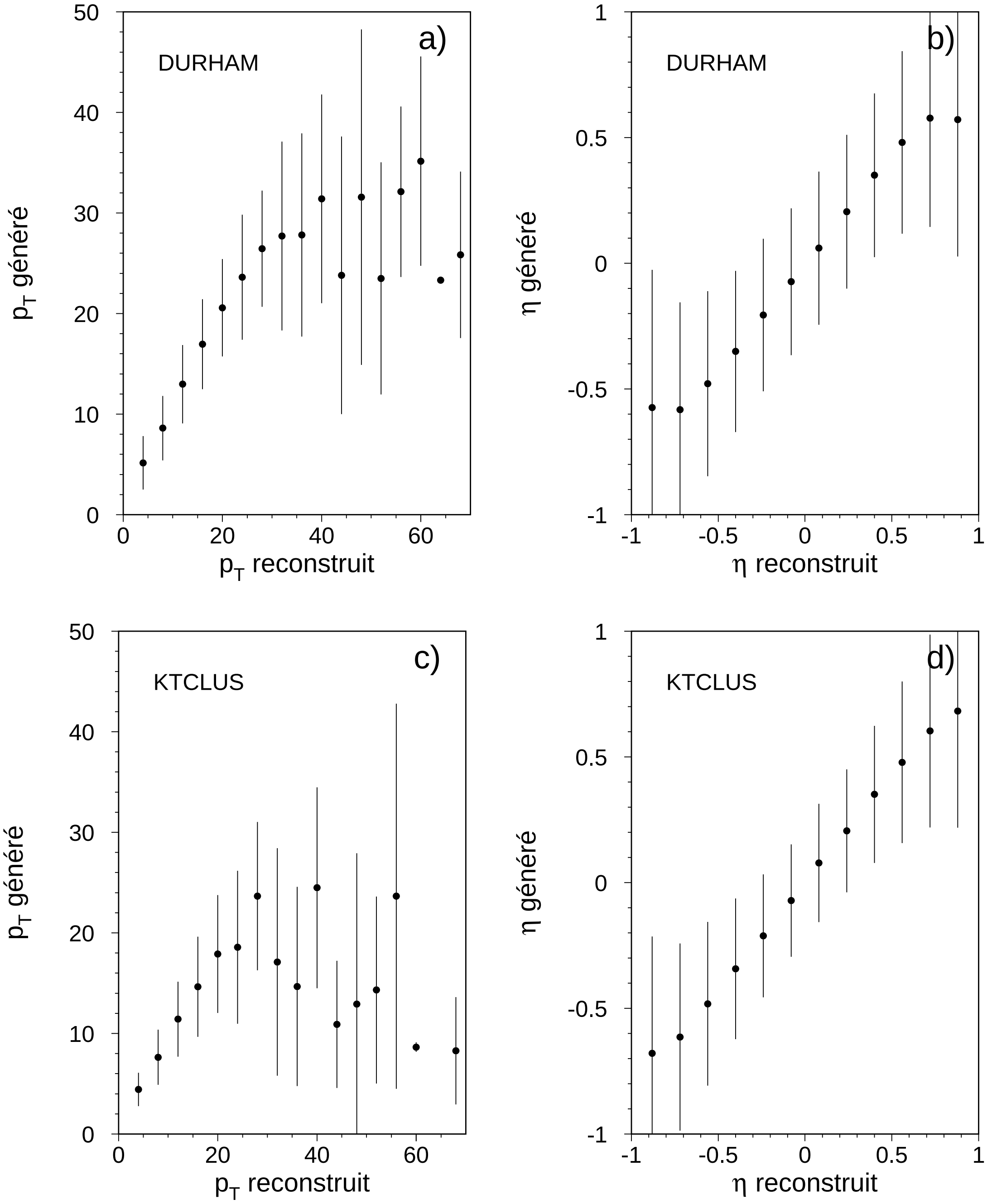


FIG. 7.6 – *Comparaison entre les valeurs de p_T et η mesurées au niveau générateur et au niveau reconstruit avec PYTHIA*

En abscisse, la valeur de p_T (à gauche) et de η (à droite) du jet reconstruit. En ordonnée, la valeur moyenne de p_T et de η du jet généré le plus proche, quand le nombre de jets est identique aux niveaux générateur et reconstruits. Les valeurs extrêmes de la distribution en η souffrent d'un effet de bord.

p_T [GeV]	DURHAM	KTCLUS
3 − 4	0,267	0,234
4 − 5	0,279	0,253
5 − 7,5	0,301	0,293
7,5 − 10	0,306	0,324
10 − 15	0,273	0,318
15 − 20	0,221	0,287
20 − 30	0,213	0,310
30 − 40	0,262	0,276

TAB. 7.2 – *$\Delta p_T/p_T$ dans différents intervalles de p_T*

Seuls les intervalles ayant un nombre suffisant de jets sont pris en considéation.

plus de gerbes électromagnétiques, la résolution relative augmente avec p_T jusqu'à $p_T \simeq 10$ GeV, puis diminue légèrement. KTCLUS, qui utilise moins de gerbes électromagnétiques, a une résolution meilleure que DURHAM à bas p_T et plus mauvaise à grand p_T.

7.1.4 Calcul de l'efficacité et soustraction du bruit de fond

L'efficacité et le bruit de fond sont, ici encore, calculés bin-par-bin. Les principales sources de bruit de fond sont les mêmes que précédemment comme montré sur les figures 7.7. Les événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ dominent toujours le bruit de fond à bas p_T, tandis que les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ le dominent à grand p_T. Il est intéressant de noter que KTCLUS, qui fait des jets avec moins de particules, souffre plus du bruit de fond dû à la production de τ qui donne typiquement des jets de basse multiplicité.

L'efficacité est évaluée à l'aide du Monte Carlo PYTHIA. En effet, PHOJET ne génère pas assez d'événements à grand p_T et ne peut donc pas être utilisé pour le calcul de l'efficacité. Le produit de l'efficacité des triggers et de l'efficacité de reconstruction est donné en fonction de p_T dans le tableau 7.6.

Une efficacité supérieure à 100 % est possible car l'on compare le nombre de jets générés et reconstruits dans chaque bin. Les bins de bas p_T au niveau reconstruit peuvent donc contenir des jets qui furent générés à un plus grand p_T et, au final, avoir plus de jets reconstruits que générés dans cet intervalle. Ce phénomène de migration est plus marqué avec DURHAM, car celui-ci nécessite beaucoup de particules de basse impulsion pour faire un jet à grand p_T, et est donc plus sensible à la perte de ces particules.

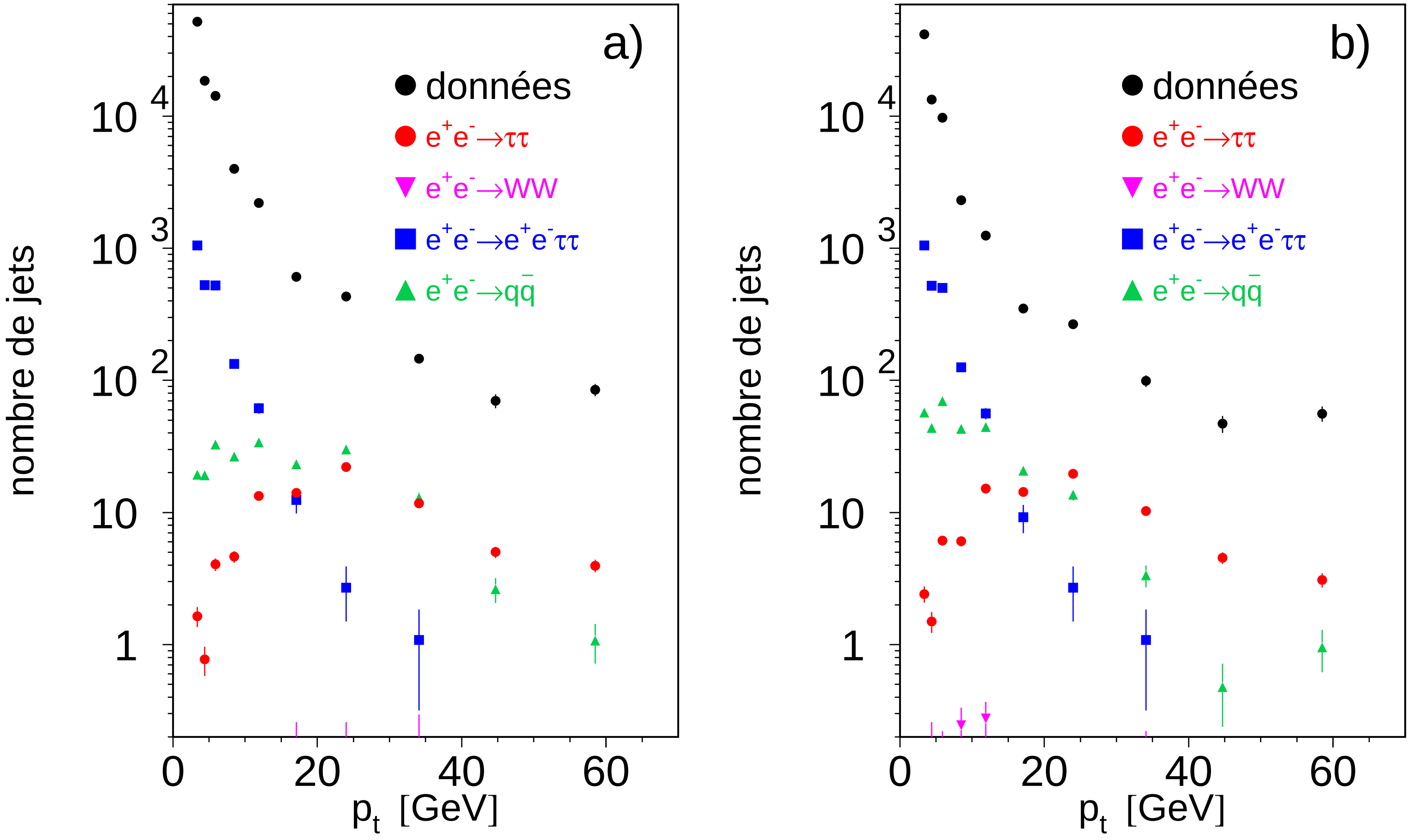


FIG. 7.7 – *Nombre de jets et bruit de fond dans chaque bin de* p_T

Pour DURHAM à gauche et KTCLUS à droite, le nombre de jets reconstruits par bin est montré pour les données et pour les principales sources de bruit de fond.

7.1.5 Evaluation des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques rencontrées dans cette analyse sont de même nature que dans les analyses précédentes. Il s'agit d'incertitudes sur l'évaluation de l'efficacité des triggers, sur l'évaluation du niveau de bruit de fond, sur la modélisation Monte Carlo et sur l'effet des coupures de sélections et de la définition d'un algorithme.

L'incertitude systématique due à l'évaluation du bruit de fond et de l'efficacité des triggers est de nature statistique. La première varie entre 0,1 % et 2,6 % et la seconde entre 0,1 % et 0,3 %.

Comme précédemment, nous évaluons l'incertitude sur la modélisation utilisée pour calculer l'efficacité à l'aide des sous-processus direct×direct, VDM×VDM et résolu×résolu de PYTHIA. La différence moyenne entre les sections efficaces obtenues, paramétrée par deux demi-droites, définit l'incertitude systématique associée.

L'incertitude liée aux critères de sélection des événements, y compris la valeur de y_{cut}, est déterminée en faisant varier ces coupures comme suit : la coupure sur l'énergie totale mesurée est baissée à 35 % de $\sqrt{s}$, la coupure sur le nombre d'objets est déplacée à 5 et à 7, les traces doivent toucher 70 % des fils présents sur leur parcours, les gerbes électromagnétiques doivent avoir une énergie supérieure à 70 MeV, les traces doivent avoir une impulsion transverse inférieure à 90 GeV ou 110 GeV et enfin les paramètres y_{cut} et D sont changés de ± 10 %. Les valeurs obtenues pour ces incertitudes sont montrées dans les tableaux 7.3 et 7.4. Une paramétrisation linéaire de la somme quadratique des différentes contributions nous donne l'incertitude liée aux variations de coupures.

L'ensemble des incertitudes systématiques est résumé dans les tableaux 7.3, 7.4 et 7.5.

7.2 Résultats

La section efficace différentielle $d\sigma/dp_T$ est donnée dans le tableau 7.6 pour chacun des deux algorithmes. Sa forme est assez similaire aux sections efficaces mesurées avec les pions neutres et les particules chargées : on observe en effet une forte décroissance entre 3 et 20 GeV puis une décroissance moins rapide. La valeur moyenne $\langle p_T \rangle$ est mesurée dans chaque bin avec chacun des algorithmes. Aucune différences significative entre les deux n'a été trouvée.

Les deux algorithmes ne sont pas supposés nous donner des sections efficaces iden-

p_T [GeV]	1 [%]	2 [%]	3 [%]	4 [%]	5 [%]	6 [%]	7 [%]	8 [%]	9 [%]	total [%]
3 −4	< 0,1	0,9	2,1	0,2	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	1,5
4 −5	< 0,1	0,4	1,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	1,6
5 −7,5	< 0,1	0,6	1,2	0,2	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	1,8
7,5 −10	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	2,1
10 −15	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	2,4
15 −20	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	3,0
20 −30	8,3	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	3,7
30 −40	14,0	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	4,8
40 −50	2,9	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	5,8
50 −70	3,8	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	7,3

Tab. 7.3 – *Erreurs systématiques par variation des coupures avec DURHAM*

1. $E < 0{,}35\sqrt{s}$, 2. $N_{obj} > 5$, 3. $N_{obj} > 7$, 4. $N_{hits} > 70\%$, 5. $E_{clus} > 70$ MeV, 6. $p_T(trk) < 90$ GeV, 7. $p_T(trk) < 110$ GeV, 8. $y_{cut} = 0{,}09$, 9. $y_{cut} = 0{,}11$ et total après paramétrisation.

p_T [GeV]	1 [%]	2 [%]	3 [%]	4 [%]	5 [%]	6 [%]	7 [%]	8 [%]	9 [%]	total [%]
3 −4	< 0,1	1,0	2,3	0,5	< 0,1	< 0,1	< 0,1	2,8	2,6	3,5
4 −5	< 0,1	0,9	1,8	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	4,7	3,6	3,4
5 −7,5	< 0,1	1,1	1,9	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	1,8	0,6	3,4
7,5 −10	< 0,1	0,2	0,3	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	3,2
10 −15	< 0,1	0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	3,1
15 −20	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	2,9
20 −30	0,7	0,7	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	2,5
30 −40	0,6	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	2,1
40 −50	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	1,6
50 −70	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	< 0,1	1,0

Tab. 7.4 – *Erreurs systématiques par variation des coupures avec KTCLUS*

1. $E < 0{,}35\sqrt{s}$, 2. $N_{obj} > 5$, 3. $N_{obj} > 7$, 4. $N_{hits} > 70\%$, 5. $E_{clus} > 70$ MeV, 6. $p_T(trk) < 90$ GeV, 7. $p_T(trk) < 110$ GeV, 8. D=0,9, 9. D=1,1 et total après paramétrisation.

p_T [GeV]	Efficacité des triggers [%]	Soustraction du bruit de fond [%]	Modèles Monte Carlo [%]
3 −4	< 0,1	< 0,1 / 0,1	21,3 / 5,3
4 −5	< 0,1	0,1 / 0,2	19,6 / 5,4
5 −7,5	< 0,1	0,1 / 0,2	17,0 / 5,5
7,5 −10	< 0,1	0,3 / 0,5	12,6 / 5,7
10 −15	< 0,1	0,4 / 0,8	6,7 / 5,9
15 −20	0,2	0,9 / 1,5	5,3 / 20,4
20 −30	0,2	1,1 / 1,5	13,0 / 27,1
30 −40	0,2	2,4 / 2,6	24,2 / 36,9
40 −50	0,3	1,8 / 1,8	36,0 / 47,1
50 −70	0,3	1,1 / 1,5	51,4 / 60,5

TAB. 7.5 – *Autres erreurs systématiques*

Les incertitudes dues à la soustraction du bruit de fond et aux modèles Monte Carlo utilisés sont données pour DURHAM et KTCLUS respectivement.

p_T [GeV]	$\langle p_T \rangle$ [GeV]	Efficacité [%]	$d\sigma/dp_T$ DURHAM [pb/GeV]	Efficacité [%]	$d\sigma/dp_T$ KTCLUS [pb/GeV]
3−4	3,4	124,6	$(77 \pm 1 \pm 16)$	70,9	$(11 \pm 1 \pm 1) \times 10^{1}$
4−5	4,4	104,2	$(32 \pm 1 \pm 6)$	71,7	$(33 \pm 1 \pm 2)$
5−7,5	5,9	89,7	$(11 \pm 1 \pm 2)$	73,8	$(92 \pm 1 \pm 6) \times 10^{-1}$
7,5−10	8,5	78,3	$(36 \pm 1 \pm 5) \times 10^{-1}$	71,5	$(22 \pm 1 \pm 1) \times 10^{-1}$
10−15	11,9	71,9	$(11 \pm 1 \pm 1) \times 10^{-1}$	63,4	$(66 \pm 2 \pm 5) \times 10^{-2}$
15−20	17,1	58,8	$(35 \pm 2 \pm 2) \times 10^{-2}$	50,7	$(22 \pm 1 \pm 5) \times 10^{-2}$
20−30	24,0	43,9	$(16 \pm 1 \pm 2) \times 10^{-2}$	37,8	$(11 \pm 1 \pm 3) \times 10^{-2}$
30−40	34,1	22,8	$(97 \pm 8 \pm 24) \times 10^{-3}$	27,4	$(57 \pm 7 \pm 21) \times 10^{-3}$
40−50	44,7	12,1	$(94 \pm 13 \pm 34) \times 10^{-3}$	27,1	$(28 \pm 5 \pm 13) \times 10^{-3}$
50−70	58,5	20,7	$(35 \pm 5 \pm 18) \times 10^{-3}$	58,2	$(81 \pm 15 \pm 49) \times 10^{-4}$

TAB. 7.6 – *Efficacité et section efficace différentielle des jets en fonction de p_T avec les deux algorithmes*

Toutes les valeurs sont données pour $|\eta| < 1$ et $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV. La première erreur sur la section efficace est statistique, la seconde systématique. L'efficacité est le produit de l'efficacité de reconstruction et de l'efficacité des triggers.

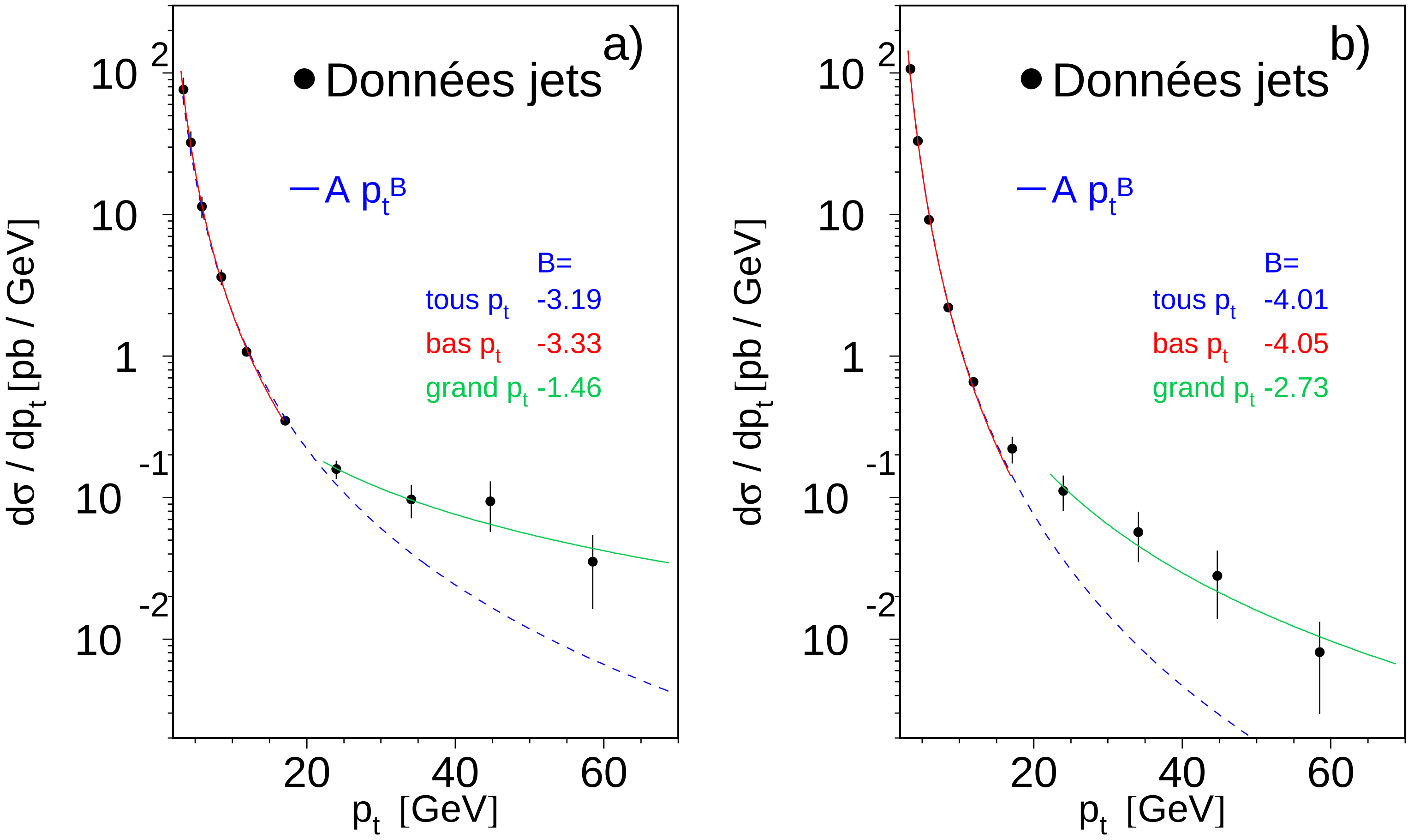


FIG. 7.8 – *Section efficace $d\sigma/dp_T$ des jets paramétrisée par des fonctions de puissance*

Pour DURHAM (à gauche) et KTCLUS (à droite), la section efficace est paramétrisée par une fonction de type Ap_T^B sur tout l'intervalle de mesure et séparément en-dessous et au-dessus de 20 GeV.

tiques. Elles doivent toutefois être assez proches, comme nous pouvons l'observer. La décroissance pour 3 GeV < p_T < 20 GeV est un peu moins rapide avec DURHAM.

Il est possible, comme précédemment, de paramétrer cette section efficace par une ou deux fonctions de puissances, comme montré sur la figure 7.8. Pour DURHAM, on obtient ainsi une puissance égale à -3,2 ± 0,1 si l'on prend en compte tout l'intervalle en p_T, -3,3 ± 0,1 pour 3 GeV < p_T < 20 GeV et -1,5 ± 0,5 pour 20 GeV < p_T < 70 GeV avec des valeurs respectives de $\chi^2/d.o.f$ égales à 16,8/8, 0,8/4 et 0,8/2. Pour KTCLUS, on obtient respectivement -4,0 ± 0,1 pour 3 GeV < p_T < 70 GeV, -4,1 ± 0,1 pour 3 GeV < p_T < 20 GeV et -2,7 ± 0,9 pour 20 GeV < p_T < 70 GeV avec des valeurs respectives de $\chi^2/d.o.f$ égales à 26,7/8, 11,1/4 et 0,6/2.

L'expérience OPAL a mesuré la production inclusive de 1 jet à l'aide de cônes avec une coupure à R = 1. L'algorithme KTCLUS étant proche d'un algorithme de cône, il est possible de comparer leur mesure de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie transverse avec celle que nous mesurons. Pour cela, nous avons corrigé les données de OPAL, mesurée à $\langle\sqrt{s}\rangle = 133$ GeV et $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV, par un facteur 0,76, rapport des fonctions de luminosités. Sur la figure 7.9, l'accord observé entre les deux expériences est bon. Malheureusement, les mesures faites par OPAL s'arrêtent à $p_T = 15$ GeV, c'est-à-dire avant le changement de pente.

Sur la figure 7.10 est montrée la comparaison des données avec les prédictions des générateurs Monte Carlo. A bas p_T, les deux générateurs sont trop bas, ce qui provoque le déficit de jet que nous avons observé dans le tableau 7.1. PHOJET reproduit bien la forme de la distribution obtenue avec DURHAM jusqu'à $p_T \simeq 20$ GeV, mais est, dans les deux cas, beaucoup trop bas à grand p_T. PYTHIA a une distribution plus plate et donc un meilleur accord à grand p_T.

S. Frixione et L. Bertora ont eu l'amabilité de réaliser des prédictions théoriques avec nos conditions cinématiques. Ils utilisent un algorithme du même type que KTCLUS, avec une coupure à D = 1. Leur programme ne permet malheureusement pas d'inclure une coupure sur $W_{\gamma\gamma}$. Nous avons donc appliqué un facteur 0,28, rapport entre les fonctions de luminosité pour $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV, à ces prédictions pour avoir une estimation de l'incertitude due à cette absence de coupure. Les prédictions sont en assez bon accord avec les données jusqu'à $p_T \simeq 15$ GeV, comme on peut le voir sur la figure 7.11. Au-delà, la déviation observée dans les canaux précédent est une fois de plus confirmée.

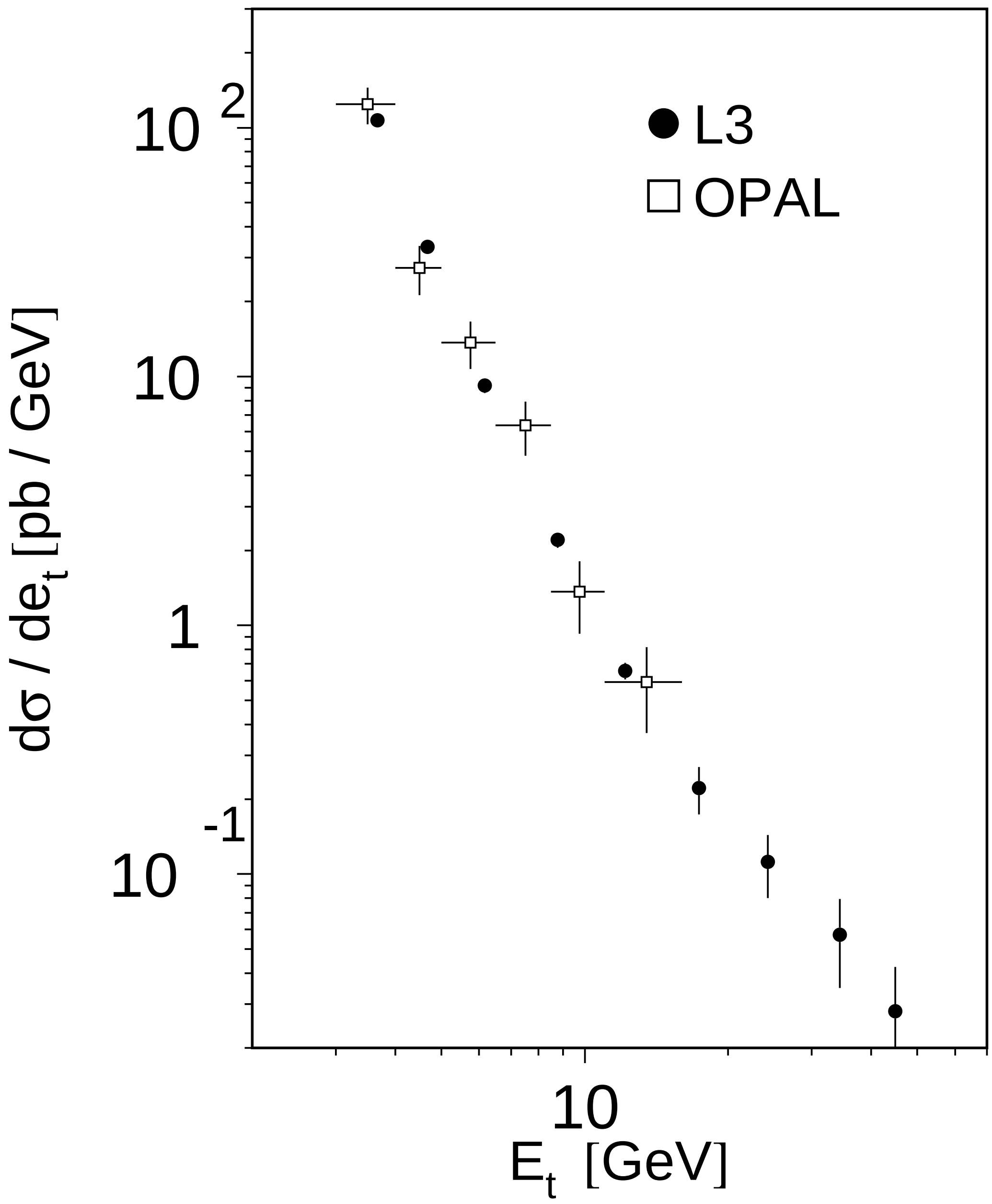


FIG. 7.9 – *Section efficace* $\frac{d\sigma}{dE_T}$ *des jets comparée avec OPAL*

Un très bon accord est trouvé entre les deux expériences.

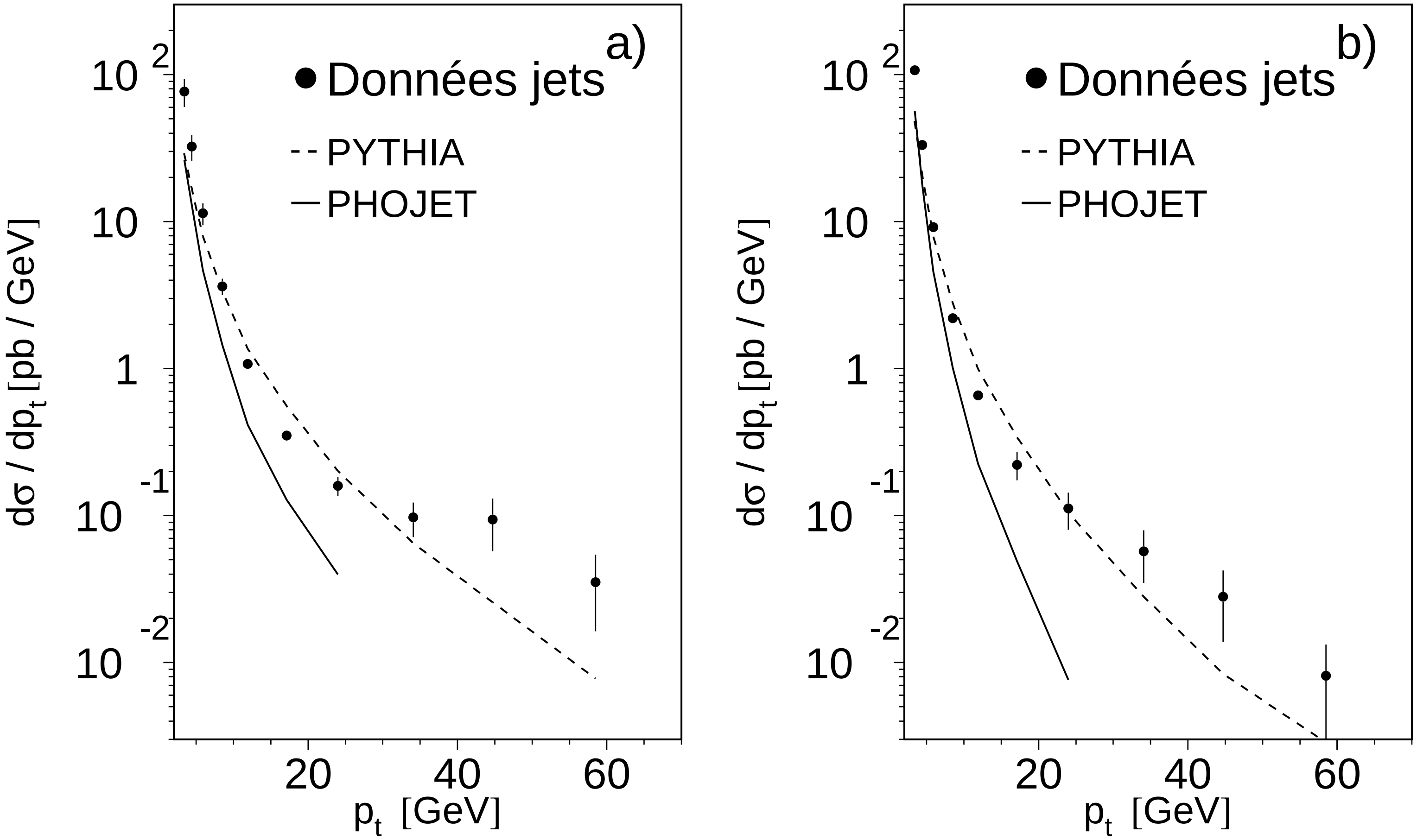


FIG. 7.10 – *Comparaisons entre données et Monte Carlo*

A gauche, l'algorithme DURHAM est utilisé, à droite l'algorithme KTCLUS. Les prédictions de PYTHIA sont marquées par une ligne traitillée et celles de PHOJET par une ligne pleine.

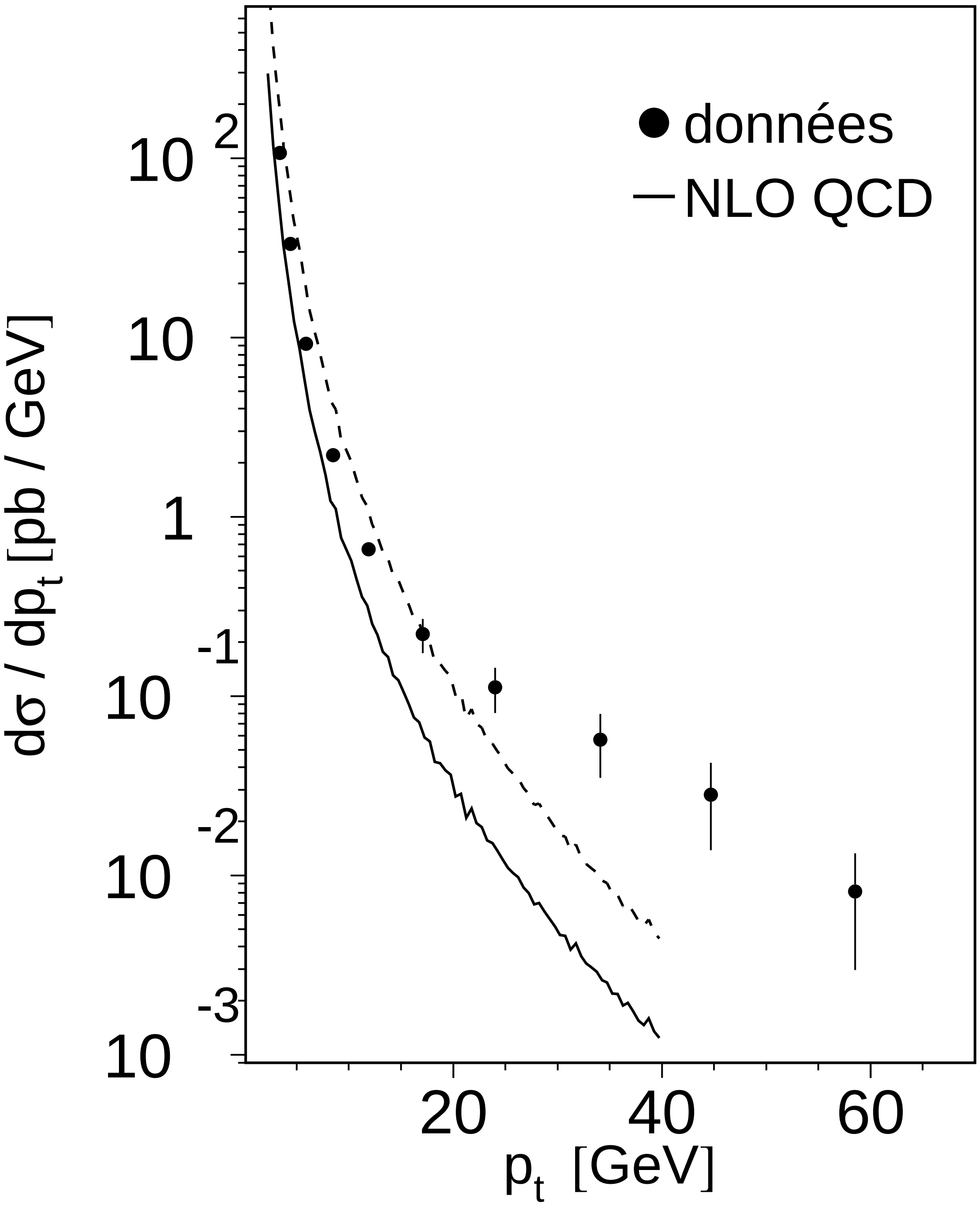


FIG. 7.11 – *Section efficace $d\sigma/dp_T$ des jets comparée avec les prédictions théoriques.*
Les prédictions théoriques au deuxième ordre (NLO QCD) sont représentées par une ligne traitillée. Les mêmes prédictions, corrigées par un facteur 0,28 sont représentées par une ligne pleine.

Chapitre 8

Tentatives d'interprétation des résultats

"Comment vivre sans inconnu devant soi ?"

René Char,
"Fureur et mystère"

Trois canaux observés, trois méthodes affectées par des incertitudes différentes et trois fois le même constat : à grande impulsion transverse, les données ont une section efficace bien supérieure aux prédictions théoriques. Avouons-le tout de suite, nous n'avons pas trouvé d'interprétation satisfaisante à cela. Mais quelques pistes ont été explorées et nous aimerions les exposer ici.

8.1 Monte Carlo

Une première constatation s'impose en observant les prédictions des Monte Carlo : PHOJET est très similaire aux prédiction théoriques tandis que PYTHIA en est assez éloigné. Nous avons contacté les auteurs de ces deux générateurs afin d'essayer de comprendre l'origine de leur différence. Plusieurs hypothèses ont été avancées : influence des interactions multiples, valeur de la coupure de séparation entre les processus durs et mous,... Mais toutes auraient plus d'impact sur les sections efficaces à basse impulsion. Aucune conclusion claire n'a pu être tirée.

Nous avons donc cherché à étudier PYTHIA pour comprendre ce qui le rend plus

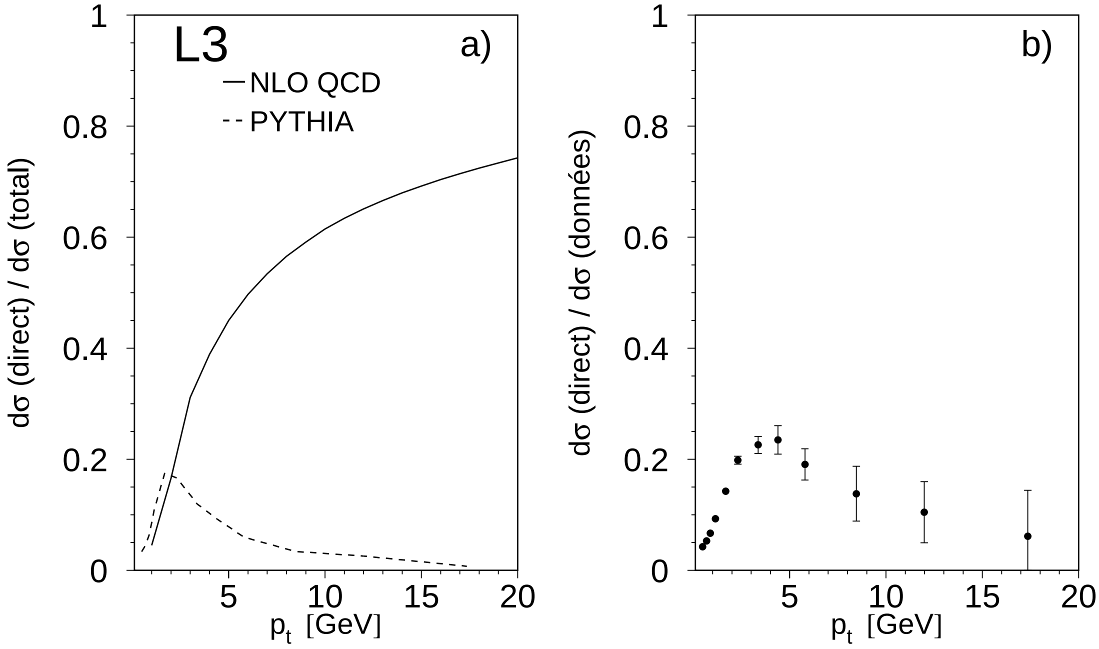


FIG. 8.1 – *Contribution du processus direct pour la production de* $\pi^{\pm}$
Le rapport entre la section efficace du processus direct et la section efficace totale pour les calculs théoriques et PYTHIA à gauche et pour les données, en utilisant la section efficace du processus direct prédite par Monte-Carlo, à droite.

proche des données. Il est important de noter que le processus direct seul, prédit par les calculs de QCD perturbative est identique au processus direct prédit par le générateur PYTHIA. Le rapport entre la section efficace du processus direct et la section efficace totale est montré sur la figure 8.1a pour les calculs théoriques et pour PYTHIA. Sur la figure 8.1b, ce même rapport est montré pour les données en utilisant, pour la section efficace du processus direct, les valeurs prédites par PYTHIA. Contrairement aux prédictions théoriques, le processus direct ne domine pas, dans PYTHIA, la section efficace à grand p_T. C'est un phénomène que nous avions déjà observé dans la figure 2.13. Toutefois, les éléments de matrices utilisés dans PYTHIA pour générer les événements sont les mêmes que pour PHOJET ou pour les calculs théoriques au premier ordre, et rien ne vient expliquer que la section efficace des processus résolus soit différente dans PYTHIA.

Nous avons testé la dernière version (6.203) de PYTHIA [134]. Les sections efficaces obtenues donnent des résultats similaires à ceux obtenus avec PHOJET. Sur la figure 8.2, le rapport entre les sections efficaces des deux versions de PYTHIA est montré. Une claire

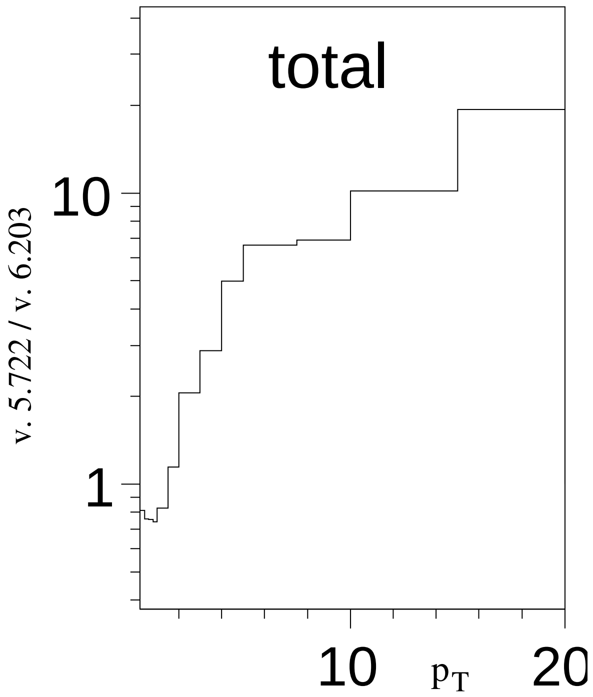


FIG. 8.2 – *Comparaison de PYTHIA 5 avec PYTHIA 6*

La figure présente le rapport de la section efficace de production de π^0 prédite par PYTHIA 5 sur celle prédite par PYTHIA 6.

divergence est visible entre les deux. Nous avons donc regardé quel sous processus avait changé entre les deux versions. Les figures 8.3a et b nous montre, comme attendu, que la différence vient du processus résolu.

Parmi les différentes contributions du processus résolu, les réactions $q\gamma \to qg$ et $q\gamma \to q\gamma$ ne semblent pas très différentes d'une version à l'autre (figure 8.3c et d). Le processus de fusion gluon-photon $g\gamma \to q\bar{q}$ semble donc être à l'origine de la différence observée (figure 8.4).

L'auteur ne voit pas une telle différence, mais étudie uniquement ces processus dans les interactions $\gamma\gamma \to q\bar{q}$, tandis que nous étudions $e^+e^- \to e^+e^-q\bar{q}$ qui implique une dépendance en $W_{\gamma\gamma}$.

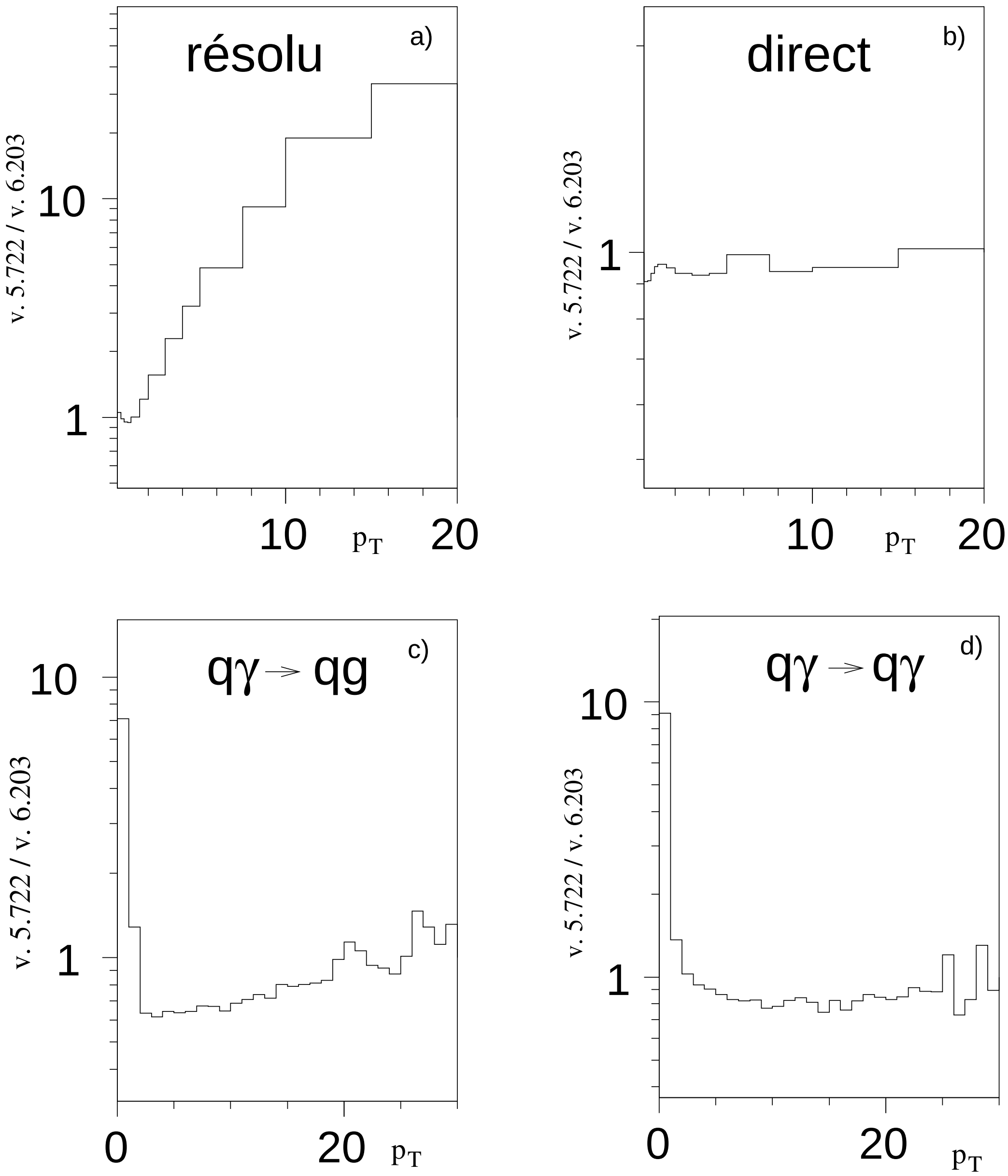


FIG. 8.3 – *Comparaison de PYTHIA 5 avec PYTHIA 6 pour différents diagrammes*
Les figures présentent le rapport de la section efficace de production de partons prédite par PYTHIA 5 sur celle prédite par PYTHIA 6 pour chacun des sous-processus.

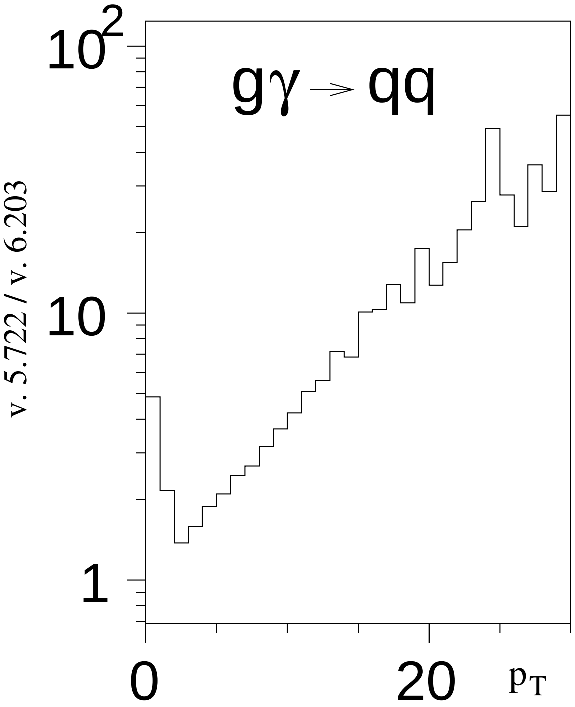


FIG. 8.4 – *Comparaison de PYTHIA 5 avec PYTHIA 6 pour la fusion gluon-photon*

La figure présente le rapport de la section efficace de production de partons prédite par PYTHIA 5 sur celle prédite par PYTHIA 6 pour le processus de fusion gluon-photon.

p_T (jet$_1$) [GeV]	DURHAM N_2	N_2/N_1 [%]	M_{12} [GeV]	α_{12} [deg]	KTCLUS N_2	N_2/N_1 [%]	M_{12} [GeV]	α_{12} [deg]
3 – 4	5932	4,8	11,2	135	5854	7,0	10,1	110
4 – 5	2276	4,6	14,2	138	1556	5,5	13,6	108
5 – 7,5	2672	3,9	18,7	141	834	3,9	17,2	108
7,5 – 10	462	3,4	26,3	144	130	2,9	26,9	110
10 – 15	310	3,7	37,3	142	71	2,4	36,8	112
15 – 20	78	2,9	49,9	144	20	2,6	46,8	98
20 – 30	57	3,1	79,2	147	16	3,1	68,8	115
30 – 40	10	1,7	96,5	117	4	2,0	-	-

TAB. 8.1 – *Etude des événements à deux jets*

Pour chaque algorithme, nous donnons le nombre d'événements à deux jets, le rapport entre le nombre d'événements à deux et à un jet, la masse effective moyenne du système formé par les deux jets et l'angle moyen entre eux. Ces variables sont étudiées en fonction de l'impulsion transverse du jet de plus grand p_T. Le deuxième jet a toujours $p_T > 3$ GeV.

8.2 Particule de "Higgs"

Une hypothèse séduisante serait que la remontée des sections efficaces soit due à la particule de "Higgs" via le processus $\gamma\gamma \to \mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}}$, avec un Higgs en dehors de sa couche de masse.

Quelques conséquences d'une telle réaction pourraient être visibles dans les événements à deux jets ou plus. Tout d'abord la masse effective des paires de jets (M_{12}) présenterait un pic autour de la masse du Higgs. Ensuite les deux jets auraient tendance à être fortement colinéaires.

Pour différents intervalles de l'impulsion transverse du jet de plus haut p_T nous avons donc regardé les distributions de M_{12} et α_{12}, l'angle formé par les deux jets de plus haut p_T. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.1. La masse effective M_{12} augmente avec p_T, mais aucune résonnance n'apparaît dans les distributions. Quand à l'angle entre les jets, il reste relativement constant avec p_T, de grandes valeurs étant déjà trouvées à bas p_T. L'angle moyen est plus faible si l'on utilise l'algorithme KTCLUS car la distribution présente une double bosse, l'une autour de 180^o et l'autre autour de 20^o. Le rapport entre le nombre d'événements à deux jets sur le nombre d'événements à un jet est également donné. Le faible nombre d'événements à deux jets dans la région de $p_T > 20$ GeV, rend malheureusement toute conclusion impossible.

La particule de Higgs se couplant de manière préférentielle avec des particules lourdes, nous avons tenté de regarder le spectre E_T/p_T des particules composant les jets à différents p_T. En effet, des jets contenant un quark b pourraient être reconnus par la présence d'électrons dont le rapport de l'énergie transverse, mesurée par les calorimètres, sur l'impulsion transverse, mesurée par les détécteurs à traces, est proche de 1. Aucune présence d'électrons n'a pu être ainsi détectée.

Par ailleurs, à l'aide du Monte Carlo EGPC [135], nous avons généré 18000 événements $\gamma\gamma \to H \to b\bar{b}$. La masse du Higgs est fixée à 70 GeV, sa largeur à 5,7 MeV, et sa largeur de désintégration en deux photons à 5 keV. Sur la figure 8.5, la section efficace de production d'une telle particule, multipliée par un facteur 1000, est ajoutée aux prédictions de PHOJET. Le facteur 1000 nous permet d'obtenir un Higgs se couplant presque uniquement en deux photons. Une telle particule, comme on peut le constater, ne permet pas de reproduire les données.

8.3 Autres théories de QCD

Un article récemment paru [136] proposait d'expliquer l'excès vu dans nos données par des théories où les quarks ont une charge entière, appelées ICQ pour "Integrate Charge Quark". De tels quarks auraient pour effet d'augmenter le couplage direct entre quarks et photons et donc de multiplier la section efficace du processus direct par un certain facteur. D'une manière générale, toute présence de nouvelles particules chargées impliquerait une hausse de la contribution du processus direct.

B. Kniehl nous a donné les valeurs théoriques prises par les différentes contributions dans la section efficace différentielle. Il nous est donc aisé d'augmenter artificiellement un seul de ces sous-processus et de regarder comment la section efficace totale varie. C'est ce que nous avons fait sur la figure 8.6 avec un processus direct respectivement 5, 10 et 20 fois plus important que dans le calcul initial. Comme on peut le voir, de telles modifications ne suffisent pas à reproduire les sections efficaces mesurées. Il n'est pas possible, par un tel ajustement, d'obtenir un accord satisfaisant à la fois à bas et à grand p_T.

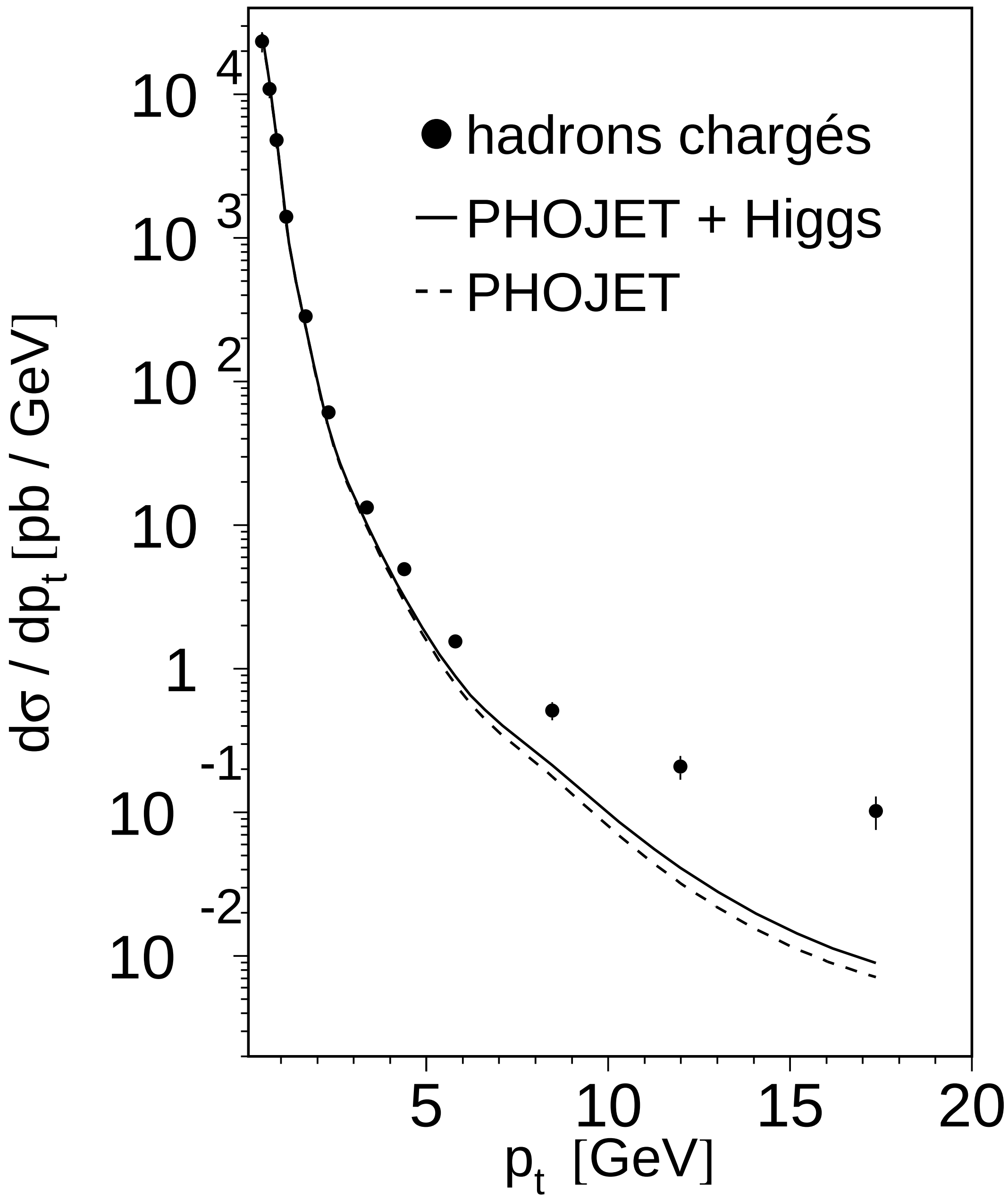


FIG. 8.5 – *Comparaison des données avec la production d'une particule de Higgs*
La section efficace différentielle de production d'un Higgs est multipliée par 1000 et additionnée aux prédictions de PHOJET.

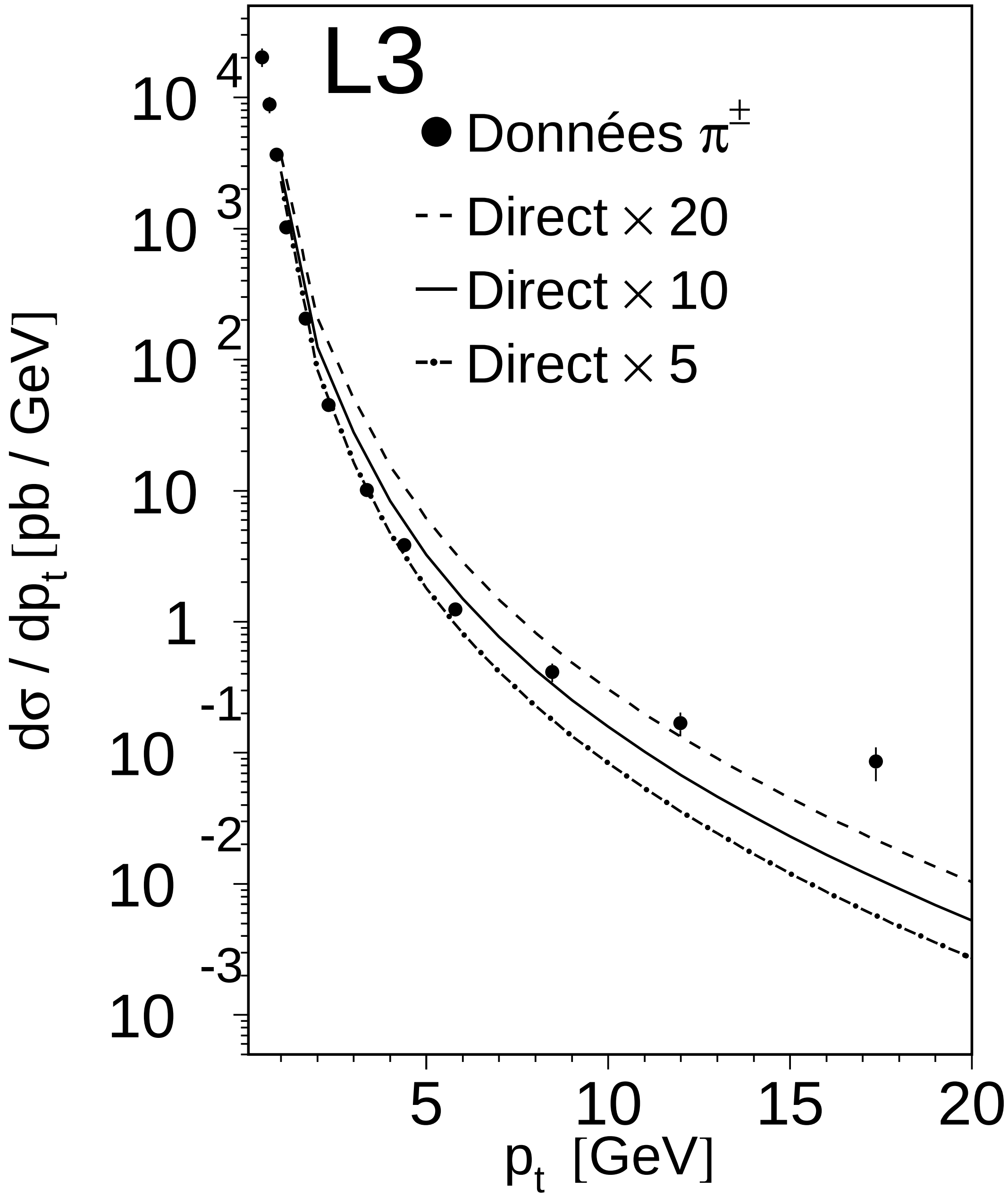


FIG. 8.6 – *Section efficace des $\pi^{\pm}$ comparée avec des modèles théoriques dont la contribution directe varie*

Les trois courbes représentent les prédictions théoriques de Kniehl et al. avec une contribution du processus direct multipliée respectivement par un facteur 20, 10 et 5. Il est clairement impossible de reproduire les données à haut et bas p_T à la fois avec une telle paramétrisation.

Conclusions

> *“Mais quand les plus savants des hommes m’auront appris que la lumière est une vibration, qu’ils m’en auront calculé la longueur d’onde, quel que soit le fruit de leurs travaux raisonnables, ils ne m’auront pas rendu compte de ce qui m’importe dans la lumière, de ce que m’apprennent un peu d’elle mes yeux, de ce qui me fait différent de l’aveugle, et qui est matière à miracle, et non point objet de raison. [...] Et voilà l’homme en proie aux mathématiques. C’est ainsi que, pour se dégager de la matière, il est devenu le prisonnier des propriétés de la matière.”*
>
> *Louis Aragon,*
> *préface de “Un paysan à Paris”*

Dans la première partie de cette thèse, nous avons donc exposé la physique sous-jacente à notre analyse : Le Modèle Standard, la Chromodynamique Quantique et la physique des collisions $\gamma\gamma$. Nous nous sommes attardés sur les modèles théoriques qui permettent de reproduire les données expérimentales ou de générer des événements Monte Carlo, et nous avons comparé ces modèles aux mesures existantes. Notre dispositif expérimental, L3, a finalement été décrit en détail.

La seconde partie de ce mémoire nous a permis de détailler l’analyse d’événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- hadrons$ dans plusieurs canaux complémentaires. La production inclusive de pions neutres et de hadrons chargés est mesurée à l’aide de 349 pb^{-1} de données à $\langle\sqrt{s}\rangle = 194{,}1$ GeV. L’ajout des données collectées durant l’année 2000 permet à l’étude de la production de jets d’être basée sur 560 pb^{-1} de données à $\langle\sqrt{s}\rangle = 198{,}4$ GeV. L’espace de phase étudié est $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $Q^2 < 8$ GeV^2 avec des valeurs moyennes de $\langle W_{\gamma\gamma}\rangle \simeq 30$ GeV et $\langle Q^2\rangle \simeq 0{,}2$ GeV^2.

Les pions neutres de basse impulsion sont reconstruits à l’aide de leurs deux photons de désintégration. A plus grande impulsion, ces deux photons ne forment plus qu’une seule gerbe dans le calorimètre éléctromagnétique et une analyse des gerbes uniques fut mise en place en prenant soin de contrôler le bruit de fond.

Les hadrons chargés sont détéctés à l'aide des chambres à traces de L3 et offrent donc une mesure indépendante de la précédente. Les modèles d'hadronisation implémentés dans les Monte Carlo nous ont permis de séparer les contributions des pions chargés, des kaons chargés et des protons. Un très bon accord est trouvé, dans les données, entre les variétés chargées et neutres des pions et des kaons. Dans l'intervalle de mesure commun, un bon accord est également trouvé avec les mesures réalisées sur l'expérience OPAL.

L'analyse des jets offre la possibilité de comparer données et prédictions théoriques en restant indépendant des fonctions de fragmentation. Deux algorithmes, libres de divergences infrarouge et colinéaire, furent utilisés. Utilisant l'un une géométrie sphérique et l'autre une géométrie cylindrique, ils forment des jets avec un nombre différent de particules et notamment de photons de basse énergie. Les résultats obtenus avec les deux algorithmes sont toutefois semblables et, dans l'intervalle de mesure commun, un bon accord est trouvé avec les données étudiées par OPAL.

Deux distributions ont plus particulièrement retenu notre attention : la section efficace différentielle en fonction de la valeur absolue de la pseudorapidité et en fonction de l'impulsion transverse. La forme de la première est toujours bien reproduite par les modèles théoriques du premier comme du second ordre, y compris pour les grandes valeurs de $|\eta|$. L'accord sur la valeur absolue de cette distribution, en revanche, dépend de la coupure éffectuée sur p_T.

Car la section efficace $d\sigma/dp_T$, dans les trois canaux étudiés, n'est pas correctement décrite par la théorie. Son allure peut être schématiquement séparée en trois partie. A bas p_T, son comportement est exponentiel, ressemblant en cela aux résultats obtenus dans les collisions de deux hadrons ou d'un hadron et d'un photon. L'apparition, dans les collisions de deux photons, de processus durs rend la section efficace plus proche d'une fonction de puissance à des valeurs intermédiaires de p_T. A grand p_T, la décroissance de la distribution devient encore moins rapide et l'on se rapproche un peu plus d'une distribution plate.

Une décroissance plus rapide est attendue tant dans les prédictions théoriques que B. Kniehl, S. Frixione et L. Bertora ont eu l'amabilité de nous fournir, que dans les générateurs PHOJET 1.05c et PYTHIA 6.203. De manière tout aussi surprenante, PYTHIA 5.722 est plus proche de nos données.

La complémentarité des trois canaux étudiés, l'accord trouvé entre eux ainsi qu'avec d'autres mesures expérimentales, et la maîtrise des incertitudes systématiques, notamment celles liées aux modèles Monte Carlo utilisés, nous donnent pleinement confiance dans nos résultats. Aussi, dans un dernier chapitre, nous avons tenté d'avancer quelques hypothèses qui permettraient d'expliquer un tel écart entre données et prédictions. La comparaison entre les deux versions de PYTHIA nous a appris que leurs différences venaient du processus de fusion photon-gluon, sans pour autant en expliquer l'origine. Des hypothèses séduisantes, telles que le couplage des photons avec une particule de type "Higgs", ou avec de nouvelles particules chargées, telles que des quarks de charge entières, n'ont pas permis de rendre compte de nos résultats.

Aussi, la porte reste-t'elle ouverte à d'autres explications, plus ou moins exotiques, et l'avenir nous permettra peut-être de trouver, dans l'espace laissé entre les mesures expérimentales et le Modèle Standard, la place pour une physique nouvelle.

Liste des figures

Liste des tableaux

Bibliographie

"Et tout le reste est littérature."
Paul Verlaine,
"Art poétique"

[1] C. Hempel, *Eléments d'épistémologie*, A. Colin, Paris (1987) ;
A.F. Chalmers, *Qu'est-ce que la science*, La Découverte, Paris (1987) ;
B. Latour, *La science en action*, La Découverte, Paris (1989) ;
P. Bourdieu, *Science de la science et réflexivité*, Raison d'agir, Paris (2001).

[2] Collectif, textes choisis par B. Bensaude-Vincent et C. Kounelis, *Les atomes - Une anthologie historique*, Presse Pocket, Paris (1991).

[3] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and leptons*, John Wiley and Sons, New-York (1984) ;
D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*, John Wiley and Sons, New-York (1987).

[4] R.K. Ellis, W.J. Stirling and B.R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press (1996).

[5] R.E. Taylor, "Deep inelastic scattering: The Early years", Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 573 ;
H.W. Kendall, "Deep inelastic scattering: Experiments on the proton and the observation", Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 597 ;
J.I. Friedman, "Deep inelastic scattering: Comparisons with the quark model", Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 615.

[6] V.N. Gribov, "Instability Of Nonabelian Gauge Theories And Impossibility Of Choice Of Coulomb Gauge", in *Proc. of the 12^{th} Winter LNPI School on Nuclear and Elementary Particle Physics* (1977) 147 [SLAC-TRANS-176] ;

S.D. Drell, “Asymptotic Freedom”, in *Festschrift for Maurice Goldhaber*, Trans. N.Y. Acad. Sci., Series II, **40** (1980) 76.

[7] N.K. Nielsen, Am. J. Phys. **49** (1981) 1171 ;
R.J. Hughes, “Some Comments On Asymptotic Freedom”, Phys. Lett. B **97** (1980) 246 ; R.J. Hughes, “More Comments On Asymptotic Freedom”, Nucl. Phys. B **186** (1981) 376 ;
K. Johnson, in *Asymptotic Realms of Physics*, edited by A. Guth, K. Huang and R.L. Jaffe, MIT press, Cambridge (Mass.), 1983.

[8] R.D. Field et R.P. Feynman, “Quark Elastic Scattering As A Source Of High Transverse Momentum Mesons”, Phys. Rev D **15** (1977) 2590 ;
G.'t Hooft,“On The Phase Transition Towards Permanent Quark Confinement”, Nucl. Phys. B **138** (1978) 1.

[9] DGLAP V.N. Gribov and L. N. Lipatov, “Deep Inelastic ep Scattering In Perturbation Theory”, Yad. Fiz. **15** (1972) 781 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438] ;
L.N. Lipatov, “The Parton Model And Perturbation Theory”, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94 [Yad. Fiz. **20** (1974) 181] ;
G. Altarelli and G. Parisi, “Asymptotic Freedom In Parton Language”, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298 ;
Y.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** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].

[10] R.D. Field and S. Wolfram, “A QCD Model For e^+e^- Annihilation”, Nucl. Phys. B **213** (1983) 65 ;
B.R. Webber, “A QCD Model For Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference”, Nucl. Phys. B **238** (1984) 492.

[11] T.D. Gottschalk, “A Realistic Model For e^+e^- Annihilation Including Parton Bremsstrahlung Effects”, Nucl. Phys. B **214** (1983) 201

[12] B.R. Webber, “Fragmentation and hadronization”, in *Proc. of the 19th Intl. Symp. on Photon and Lepton Interactions at High Energy LP99*, ed. J.A. Jaros and M.E. Peskin, Int. J. Mod. Phys. A **15S1** (2000) 577 [arXiv:hep-ph/9912292].

[13] K. Abe *et al.* [SLD Collaboration], “Production of charged $\pi^\pm$, $K^\pm$ and $p\bar{p}$ in hadronic Z^0 decays”, in *Proc. of the 19th Intl. Symp. on Photon and Lepton Interactions at High Energy LP99,* ed. J.A. Jaros and M.E. Peskin [arXiv:hep-ex/9908033].

[14] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], "Identified Charged Particles in Quark and Gluon Jets", Eur. Phys. J. C **17** (2000) 207 [arXiv:hep-ex/0106063].

[15] T. Sjostrand, "The Lund Monte Carlo For Jet Fragmentation And e^+e^- Physics: Jetset Version 6.2", Comput. Phys. Commun. **39** (1986) 347.

[16] S. Chun and C. Buchanan, "A Simple Plausible Path From QCD To Successful Prediction Of $e^+e^- \to$ Hadronization Data", Phys. Rept. **292** (1998) 239.

[17] G. Marchesini *et al.*, "HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991", Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465.

[18] S. Catani et D. Zeppenfeld "Jet Algorithms" in *The QCD and standard model working group: Summary report*, S. Catani *et al.*, p. 132, arXiv:hep-ph/0005114.

[19] G.C. Blazey *et al.*, "Run II jet physics", arXiv:hep-ex/0005012.

[20] S. Moretti, L. Lönnblad et T. Sjöstrand, "New and old jet clustering algorithms for electron positron events", JHEP **9808** (1998) 001 [arXiv:hep-ph/9804296].

[21] W.T. Giele and E.W. Glover, "Probabilistic jet algorithms", arXiv:hep-ph/9712355.

[22] P. De Felice, G. Nardulli and G. Pasquariello, "Jet analysis by neural networks in high-energy hadron-hadron collisions", Phys. Lett. B **354** (1995) 473 [arXiv:hep-ph/9502367] ;
M. Mjahed, "Using Neural Networks With New Morphological Variables To Recognize The Number Of Jets In e^+e^- Reactions", Nucl. Instrum. Meth. A **432** (1999) 170.

[23] G. Sterman and S. Weinberg, "Jets From Quantum Chromodynamics", Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1436.

[24] G. Hanson *et al.*, "Evidence For Jet Structure In Hadron Production By e^+e^- Annihilation", Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1609.

[25] J.E. Huth *et al.*, "Toward A Standardization Of Jet Definitions", FERMILAB-CONF-90-249-E in *Proceedings of Research Directions for the Decade : Snowmass 1990*, édité par E. L. Berger, World Scientific, Singapour (1992) 134.

[26] M.H. Seymour, "Jet shapes in hadron collisions: Higher orders, resummation and hadronization", Nucl. Phys. B **513** (1998) 269 [arXiv:hep-ph/9707338].

[27] S. Brandt *et al.*, "The Principal Axis Of Jets. An Attempt To Analyze High-Energy Collisions As Two Body Processes", Phys. Lett. **12** (1964) 57 ;
E. Farhi, "A QCD Test For Jets", Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587

[28] J.D. Bjorken et S.J. Brodsky, “Statistical Model For Electron - Positron Annihilation Into Hadrons”, Phys. Rev. D **1** (1970) 1416.

[29] S. Brandt et H.D. Dahmen, “Axes And Scalar Measures Of Two - Jet And Three - Jet Events”, Z. Phys. C **1** (1979) 61.

[30] S.L. Wu et G. Zobernig, “A Method Of Three Jet Analysis In e^+e^- Annihilation”, Z. Phys. C **2** (1979) 107.

[31] J.B. Babcock and R.E. Cutkosky, “Identification Of Jets”, Nucl. Phys. B **176** (1980) 113 ;
H.J. Daum, H. Meyer and J. Burger, “A Cluster Algorithm For Jet Studies”, Z. Phys. C **8** (1981) 167 ;
K. Lanius, H.E. Roloff and H. Schiller, “Selection Of Jets In Multi - Hadron Final States Produced By e^+e^- Annihilation”, Z. Phys. C **8** (1981) 251.

[32] J. Dorfan, “A Cluster Algorithm For The Study Of Jets In High-Energy Physics”, Z. Phys. C **7** (1981) 349.

[33] T. Sjöstrand, “The Lund Monte Carlo For e^+e^- Jet Physics”, Comput. Phys. Commun. **28** (1983) 229.

[34] W. Bartel *et al.* [JADE Collaboration], “Experimental Studies On Multi - Jet Production In e^+e^- Annihilation At Petra Energies”, Z. Phys. C **33** (1986) 23.

[35] S. Catani *et al.*, “New clustering algorithm for multi - jet cross-sections in e^+e^- annihilation”, Phys. Lett. B **269** (1991) 432 ;
S. Catani, Y.L. Dokshitzer and B.R. Webber, “The K-perpendicular clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions”, Phys. Lett. B **285** (1992) 291 ;
S. Catani *et al.*, “Longitudinally invariant K(t) clustering algorithms for hadron-hadron collisions”, Nucl. Phys. B **406** (1993) 187.

[36] Y.L. Dokshitzer *et al.*, “Better jet clustering algorithms”, JHEP **9708** (1997) 001 [arXiv:hep-ph/9707323] ;
A.T. Pierce et B.R. Webber, “Comparisons of new jet clustering algorithms for hadron hadron collisions”, Phys. Rev. D **59** (1999) 034014 [arXiv:hep-ph/9807532].

[37] S. Bethke *et al.*, “New jet cluster algorithms: Next-to-leading order QCD and hadronization corrections”, Nucl. Phys. B **370** (1992) 310 [Erratum-ibid. B **523** (1998) 681].

[38] L. Lönnblad, “ARCLUS: A New jet clustering algorithm inspired by the color dipole model”, Z. Phys. C **58** (1993) 471.

[39] S.D. Ellis and D.E. Soper, "Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions", Phys. Rev. D **48** (1993) 3160 [arXiv:hep-ph/9305266].

[40] S. Bentvelsen and I. Meyer, "The Cambridge jet algorithm: Features and applications", Eur. Phys. J. C **4** (1998) 623 [arXiv:hep-ph/9803322].

[41] F.V. Tkachov, "From jet algorithms to C-algebra. Measurement errors and regularization of cuts", arXiv:hep-ph/9701274 ;
F.V. Tkachov, "Measuring Multijet Structure of Hadronic Energy Flow Or What IS A Jet?", Int. J. Mod. Phys. A **12** (1997) 5411 [arXiv:hep-ph/9601308].

[42] F.V. Tkachov, "The definition of jets", Int. J. Mod. Phys. A **17** (2002) 2783 [arXiv:hep-ph/9901444] ;
D.Y. Grigoriev and F.V. Tkachov, "An efficient implementation of the optimal jet definition", arXiv:hep-ph/9912415 ;
F.V. Tkachov, "Jet algorithms: Wrapping up the subject", arXiv:hep-ph/0012210 ;
F.V. Tkachov, "A verification of the optimal jet finder", arXiv:hep-ph/0111035.

[43] M. Krawczyk, review M. Krawczyk, A. Zembrzuski and M. Staszel, "Survey of present data on photon structure functions and resolved photon processes", Phys. Rept. **345** (2001) 265 [arXiv:hep-ph/0011083].

[44] V.M. Budnev *et al.*, "The Two Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation", Phys. Rept. **15** (1974) 181.

[45] D.E. Soper, "Basics of QCD Perturbation Theory", (2000) arXiv:hep-ph/0011256.

[46] P. Kessler, "The Equivalent Photon Approximation In One Photon And Two Photon Exchange Processes", in Proc. of Photon-photon Collisions In Electron-positron Storage Rings, J. Physique Suppl.3 (1973) C2-97.
M. Defrise, "Equivalent Photon Approximation For Two Photon Processes", Nuovo Cim. A **54** (1979) 261.

[47] E. Fermi, "On The Theory Of The Impact Between Atoms And Electrically Charged Particles", Z. Phys. **29** (1924) 315.

[48] C.F. von Weizsacker, "Radiation Emitted In Collisions Of Very Fast Electrons", Z. Phys. **88** (1934) 612.

[49] E.J. Williams, "Nature Of The High-Energy Particles Of Penetrating Radiation And Status Of Ionization And Radiation Formulae", Phys. Rev. **45** (1934) 729 ;
E.J. Williams, Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-fys. Medd. **XIII** (1935) N4.

[50] R.B. Curtis, "Meson Production by Electrons", Phys. Rev. **104** (1956) 211.

[51] R.H. Dalitz, D.R. Yennie, “Pion Production in Electron-Proton Collisions”, Phys. Rev. **105** (1957) 1598.

[52] M.-S. Chen, P. Zerwas, “Equivalent-particle approximations in electron and photon processes of higher-order QED”, Phys. Rev. **D12** (1975) 187.

[53] P. Kessler, “Photon fluxes and the EPA”, LPC-94-35 in *Proc. of the Workshop on “Two-Photon Physics at LEP and HERA”*, edited by G. Jarlskog and L. Jönsson, Lund University (1994), p. 183.

[54] G.A. Schuler, “Improving the equivalent-photon approximation in electron positron collisions”, arXiv:hep-ph/9610406.

[55] M. Klasen, T. Kleinwort and G. Kramer, “Inclusive jet production in gamma p and gamma gamma processes: Direct and resolved photon cross sections in next-to-leading order QCD”, Eur. Phys. J. directC **1** (1998) 1 [arXiv:hep-ph/9712256].

[56] M. Klasen, “Theory of hard photoproduction”, Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 1221 [arXiv:hep-ph/0206169].

[57] L. Stodolsky and J. J. Sakurai, “Vector Meson Exchange Model For Isobar Production”, Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 90 ;
L. Stodolsky, “Use of the rho-Photon Analogy in a Model of Isobar Production”, Phys. Rev. **134** (1964) B1099.

[58] M. Ross and L. Stodolsky, “Photon Dissociation Model For Vector Meson Photoproduction”, Phys. Rev. **149** (1966) 1172.

[59] L. Stodolsky, “Hadron-Like Behavior Of Gamma, Neutrino Nuclear Cross-Sections”, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 135.

[60] H. Joos, “A remark on the photoproduction of vector mesons”, Phys. Lett. **B24** (1967) 103.

[61] J.J. Sakurai and D. Schildknecht, “Generalized Vector Dominance And Inelastic Electron - Proton Scattering”, Phys. Lett. B **40** (1972) 121.

[62] G. Alexander, U. Maor and P. G. Williams, “A Low-Energy VDM Description Of Gamma Gamma Reactions”, Phys. Rev. D **26** (1982) 1198.

[63] R. Cutler and D.W. Sivers, “Quantum Chromodynamic Gluon Contributions To Large P(T) Reactions”, Phys. Rev. D **17** (1978) 196.R

[64] B.L. Combridge, J. Kripfganz and J. Ranft, “Hadron Production At Large Transverse Momentum And QCD”, Phys. Lett. B **70** (1977) 234 ;
J.F. Owens, E. Reya and M. Gluck, “Detailed Quantum Chromodynamic Predictions For High P(T) Processes”, Phys. Rev. D **18** (1978) 1501.

[65] P. Aurenche *et al.*, "Single Hadron Spectrum In Gamma Gamma Collisions: The QCD Contribution To Order Alpha-S And The Nonperturbative Background", Z. Phys. C **29** (1985) 423 ;
P. Aurenche *et al.*, "Scheme Invariant Higher Order QCD Predictions For Large P(T) Photoproduction Reactions", Nucl. Phys. B **286** (1987) 553.

[66] L.E. Gordon, "Next-to-leading order corrections to inclusive hadron photoproduction", Phys. Rev. D **50** (1994) 6753.

[67] F. Aversa *et al.*, "QCD Corrections To Parton-Parton Scattering Processes", Nucl. Phys. B **327** (1989) 105.

[68] J. Binnewies, B.A. Kniehl and G. Kramer, "Inclusive Hadron Production in Photon-Photon Collisions at Next-to-Leading Order", Phys. Rev. D **53** (1996) 6110 [arXiv:hep-ph/9601278].

[69] P. Aurenche, J.-P. Guillet and M. Fontannaz, "Parton distributions in the photon", Z. Phys. C **64** (1994) 621 [arXiv:hep-ph/9406382].

[70] B.A. Kniehl, G. Kramer and B. Potter, "Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order", Nucl. Phys. B **582** (2000) 514 [arXiv:hep-ph/0010289].

[71] B.A. Kniehl, G. Kramer and B. Potter, "Testing the universality of fragmentation functions", Nucl. Phys. B **597** (2001) 337 [arXiv:hep-ph/0011155].

[72] S. Frixione, "A general approach to jet cross sections in QCD", Nucl. Phys. B **507** (1997) 295 [arXiv:hep-ph/9706545] ;
S. Frixione and G. Ridolfi, "Jet photoproduction at HERA", Nucl. Phys. B **507** (1997) 315 [arXiv:hep-ph/9707345].

[73] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, "Parton structure of the photon beyond the leading order", Phys. Rev. D **45** (1992) 3986 ;
M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, 'Photonic parton distributions", Phys. Rev. D **46** (1992) 1973.

[74] T. Sjöstrand, "High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[75] R. Engel, "Photoproduction within the two component dual parton model. 1. Amplitudes and cross-sections", Z. Phys. C **66** (1995) 203 ;
R. Engel and J. Ranft, "Hadronic photon-photon interactions at high energies", Phys. Rev. D **54** (1996) 4244 [arXiv:hep-ph/9509373] ;
R. Engel communication privée.

[76] G. A. Schuler and T. Sjostrand, “Low and high mass components of the photon distribution functions”, Z. Phys. C **68** (1995) 607 [arXiv:hep-ph/9503384].

[77] A. Donnachie and P.V. Landshoff, “Total cross-sections”, Phys. Lett. B **296** (1992) 227 [arXiv:hep-ph/9209205].

[78] A. Capella *et al.*, “Dual Parton Model”, Phys. Rept. **236** (1994) 225.

[79] R. Engel, “Hadronic Interactions of Photons at High Energies”, thèse, Siegen (1997).

[80] K. Hikasa *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Properties. Particle Data Group”, Phys. Rev. D **45** (1992) S1 [Erratum-ibid. D **46** (1992) 5210].

[81] S. Banerjee and S. Banerjee, “Tuning of Parameters for PYTHIA 6.1”, L3 internal note 2667 (2001) ;
W.J. Metzger, “Tuning PYTHIA 6.2”, L3 internal note 2745 (2002).

[82] S. Jadach, B.F. Ward and Z. Wąs, “The precision Monte Carlo event generator KK for two-fermion final states in e^+e^- collisions”, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 260 [arXiv:hep-ph/9912214].

[83] S. Jadach, B.F. Ward and Z. Wąs, “The Monte Carlo program KORALZ, version 4.0, for the lepton or quark pair production at LEP / SLC energies”, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 503.

[84] M. Skrzypek *et al.*, “Monte Carlo program KORALW-1.02 for W pair production at LEP-2 / NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation”, Comput. Phys. Commun. **94** (1996) 216.

[85] F.A. Berends, P.H. Daverveldt and R. Kleiss, “Complete Lowest Order Calculations For Four Lepton Final States In Electron - Positron Collisions”, Nucl. Phys. B **253** (1985) 441.

[86] R. Brun *et al.*, “Geant: Simulation Program For Particle Physics Experiments. User Guide And Reference Manual”, CERN-DD-78-2-REV ;
R. Brun *et al.*,“Geant3”, CERN-DD/EE/84-1, révisé en 1987.

[87] H. Fesefeldt, “The Simulation Of Hadronic Showers: Physics And Applications”, PITHA-85-02.

[88] M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], “Cross section of hadron production in gamma gamma collisions at LEP”, Phys. Lett. B **408** (1997) 450 ;
M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], “Total cross section in gamma gamma collisions at LEP”, Phys. Lett. B **519** (2001) 33 [arXiv:hep-ex/0102025].

[89] R.M. Godbole and G. Pancheri, "Hadronic cross-sections in gamma gamma processes and the next linear collider", Eur. Phys. J. C **19** (2001) 129 [arXiv:hep-ph/0010104].

[90] M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], "Inclusive charm production in two-photon collisions at LEP", Phys. Lett. B **453** (1999) 83 ;
M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], "Measurement of inclusive $D^{*\pm}$ production in two-photon collisions at LEP", Phys. Lett. B **467** (1999) 137 [arXiv:hep-ex/9909005] ;
M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], "Measurements of the cross sections for open charm and beauty production in gamma gamma collisions at $\sqrt{s}$ = 189 GeV - 202 GeV", Phys. Lett. B **503** (2001) 10 [arXiv:hep-ex/0011070] ;
M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], "Measurement of the charm production cross section in gamma gamma collisions at LEP", Phys. Lett. B **514** (2001) 19 [arXiv:hep-ex/0101025] ;
P. Achard *et al.* [L3 Collaboration], "Inclusive $D^{*\pm}$ production in two-photon collisions at LEP", Phys. Lett. B **535** (2002) 59 [arXiv:hep-ex/0204027].

[91] S. Frixione, M. Kramer and E. Laenen, "Heavy flavour production in two-photon collisions", J. Phys. G **26** (2000) 723 [arXiv:hep-ph/0002112].

[92] S. Frixione, M. Kramer and E. Laenen, "D^* production in two-photon collisions", Nucl. Phys. B **571** (2000) 169 [arXiv:hep-ph/9908483].

[93] S. Braccini, "Study of the $K^0_sK^0_s$ Final State and the K^0_s Inclusive Production in Two-Photon Collisions with the L3 Detector at LEP", thèse 3255, Geneva (2001).

[94] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], "Inclusive production of charged hadrons and K^0_s mesons in photon photon collisions", Eur. Phys. J. C **6** (1999) 253 [arXiv:hep-ex/9808009].

[95] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], "Inclusive jet production in photon photon collisions at $\sqrt{s}$ = 130 GeV and 136 GeV", Z. Phys. C **73** (1997) 433.

[96] R. Bürgin , "Untersuchung der inklusiven Jet-Produktion in der Photon-Photon-Streuung mit dem OPAL-Experiment", thèse, Freiburg (1998).

[97] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], "Di-jet production in photon photon collisions at $\sqrt{s}$(ee) = 161 GeV and 172 GeV", Eur. Phys. J. C **10** (1999) 547 [arXiv:hep-ex/9808027].

[98] OPAL Collaboration, "Di-jet production in photon photon collisions at $\sqrt{s}$(ee) from 189 GeV to 209 GeV", OPAL physics note 491 (2001).

[99] M. Gluck, E. Reya and M. Stratmann, "The Parton content of virtual photons", Phys. Rev. D **51** (1995) 3220.

[100] H. Abramowicz, K. Charchula and A. Levy, "Parametrization of parton distributions in the photon", Phys. Lett. B **269** (1991) 458.

[101] R.J. Apsimon *et al.* [Omega Photon Collaboration], "Inclusive Production Of π^0 Mesons In π p, K p And γ p Collisions At Energies Around 100 GeV", Z. Phys. C **52** (1991) 397.

[102] L. Apanasevich *et al.* [Fermilab E706 Collaboration], "Production of π^0 and η mesons at large transverse momenta in p p and p Be interactions at 530 GeV/c and 800 GeV/c", arXiv:hep-ex/0204031.

[103] R. Brandelik *et al.* [TASSO Collaboration], "High P(T) Hadron Production In Photon - Photon Collisions", Phys. Lett. B **107** (1981) 290.

[104] D. Cords *et al.*, "Inclusive charged hadron and K^0 production in two photon interactions", Phys. Lett. B **302** (1993) 341.

[105] P. Aurenche *et al.*, in "Proceedings of the workshop on two-photon physices at LEP and HERA", Lund, Sweden, May 26-28, 1994, edited by G. Jarlskog and L. Jönsson (Krontryck, Eslöv, 1994), p. 269.

[106] S. Myers, "The LEP Collider from Design to Approval and Commissioning", http://sl-div.web.cern.ch/sl-div/history/lep_doc.html;
[Lep Injector Study Group Collaboration], "Lep Design Report. Vol. 1. The Lep Injector Chain", CERN-LEP/TH/83-29 (1983);
"Lep Design Report: Vol. 2. The Lep Main Ring", CERN-LEP/84-01 (1984);
R.W. Assmann, "LEP operation and performance with electron positron collisions at 209 GeV", http://www.capp.iit.edu/ capp/workshops/ epem/References/lep2001f.pdf.

[107] B. Adeva *et al.* [L3 Collaboration], "The Construction Of The L3 Experiment", Nucl. Instrum. Meth. A **289** (1990) 35.

[108] F. Beissel *et al.*, "Construction And Performance Of The L3 Central Tracking Detector", Nucl. Instrum. Meth. A **332** (1993) 33.

[109] M. Acciarri *et al.* [L3 SMD Collaboration], "The L3 Silicon Microvertex Detector", Nucl. Instrum. Meth. A **360** (1995) 103;
G. Ambrosio *et al.*, "The Readout And Daq System Of The L3 Silicon Microstrip Detector", Nucl. Instrum. Meth. A **360** (1995) 318.

[110] V. Andreev, G. Gavrilov, A. Krivshich, V. Maleev, A. Nadtochy, S. Patrichev and S. Volkov, "Design Principles Of The End Cap Drift Chambers In The L3 Experiment", Nucl. Instrum. Meth. A **430** (1999) 245.

[111] R. Sumner [L3 COLLABORATION Collaboration], "The L3 BGO Electromagnetic Calorimeter", Nucl. Instrum. Meth. A **265** (1988) 252.

[112] A. Bakken *et al.*, "Study Of The Energy Calibration Of A High Resolution Em Calorimeter", Nucl. Instrum. Meth. A **280** (1989) 25.

[113] A. Bay *et al.*, "The Xenon Monitor Of The L3 Electromagnetic Calorimeter", Nucl. Instrum. Meth. A **321** (1992) 119.

[114] A. Favara *et al.*, "Calibration Of The L3 Bgo Calorimeter Using An Rfq Accelerator", Nucl. Phys. Proc. Suppl. **78** (1999) 465 [Nucl. Instrum. Meth. A **461** (2001) 376].

[115] I. C. Brock *et al.*, "Luminosity measurement in the L3 detector at LEP", Nucl. Instrum. Meth. A **381** (1996) 236.

[116] G. Basti *et al.*, "The L3 lead scintillating fiber calorimeter", Nucl. Instrum. Meth. A **374** (1996) 293.

[117] O. Adriani *et al.* [L3 Collaboration], "Hadron Calorimetry In The L3 Detector", Nucl. Instrum. Meth. A **302** (1991) 53.

[118] G. Chiefari *et al.*, "Muon Detection In The L3 Experiment At Lep", Nucl. Instrum. Meth. A **277** (1989) 187.

[119] A. Adam *et al.* [L3 F/B Muon Group Collaboration], "The forward muon detector of L3", Nucl. Instrum. Meth. A **383** (1996) 342.

[120] O. Adriani *et al.*, "The Muon Filter Of The L3 Detector", Nucl. Instrum. Meth. A **300** (1991) 493.

[121] P. Bene *et al.*, "First Level Charged Particle Trigger For The L3 Detector", Nucl. Instrum. Meth. A **306** (1991) 150.

[122] D. Haas *et al.*, "The New Inner-Tec Trigger Of The L3 Experiment Using A Hardwired Neural Network Processor", Nucl. Instrum. Meth. A **420** (1999) 101.

[123] R. Bizzarri *et al.*, "The First Level Energy Trigger Of The L3 Experiment: Description Of The Hardware", Nucl. Instrum. Meth. A **317** (1992) 463;
P. Bagnaia *et al.*, "The First Level Energy Trigger Of The L3 Experiment: Software And Performances", Nucl. Instrum. Meth. A **324** (1993) 101;
S. Gentile *et al.*, "The Operation Of The Upgraded L3 Energy Trigger", Nucl. Instrum. Meth. A **344** (1994) 212.

[124] M. Bourquin *et al.*, “The New Level-1 Trigger For The Forward Tagger Of The L3 Experiment”, Nucl. Instrum. Meth. A **411** (1998) 275.

[125] Y. Bertsch *et al.*, “The Second level trigger of the L3 experiment: 1. The Implementation”, Nucl. Instrum. Meth. A **340** (1994) 309 ;
S.P. Beingessner *et al.*, “The Second level trigger of the L3 experiment: 2. The event selection”, Nucl. Instrum. Meth. A **340** (1994) 322.

[126] C. Dionisi *et al.*, “The Third level trigger system of the L3 experiment at LEP”, Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 78.

[127] B. Adeva *et al.*, “The L3 database system”, Nucl. Instrum. Meth. A **309** (1991) 318.

[128] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group Collaboration], “Review Of Particle Physics”, Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.

[129] L.E. Gordon and J.K. Storrow, “Prompt Photon Production in $\gamma\gamma$ Collisions and the Gluon Content of the Photon”, Phys. Lett. B **385** (1996) 385 [arXiv:hep-ph/9605275] ;
M. Fontannaz, communication privée.

[130] Y. Pei, “Photon Identification using a Neural Network”, L3 internal note 1569 (1994).

[131] M.L. Perl, *High Energy Hadron Physics*, ed. John Wiley, New-York (1974).

[132] G. D’Agostini, “A Multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem”, Nucl. Instrum. Meth. A **362** (1995) 487.

[133] http://jetweb.hep.ucl.ac.uk/ktjet/fortran

[134] T. Sjöstrand, L. Lonnblad and S. Mrenna, “PYTHIA 6.2: Physics and manual”, arXiv:hep-ph/0108264.

[135] F.L. Linde, “Charm Production in Two Photon Collisions”, thèse, Leiden (1998).

[136] P.M. Ferreira, “Do LEP results suggest quarks have integer electric charges?”, arXiv:hep-ph/0209156.